

JAERI-M

7846

臨界プラズマ試験装置 (JT-60) における  
トロイダル磁場の空間的リップルおよび  
不整磁場

(臨界プラズマ試験装置設計報告・60)

1978年9月

西尾 敏・大久保 実・川崎 幸三  
安東 俊郎・三木 信晴\*

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

臨界プラズマ試験装置 (JT-60) におけるトロイダル磁場の空間的リップルおよび不整磁場  
(臨界プラズマ試験装置設計報告・60)

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

西尾 敏・大久保 実・川崎 幸三

安東 俊郎・三木 信晴\*

(1978年8月9日受理)

本報は、原研が建設を計画している臨界プラズマ試験装置 (JT-60) におけるトロイダル磁場の空間リップル (以下単にリップルとする) および不整磁場の計算結果と問題点について述べたものである。

JT-60に限らずトカマク型プラズマ実験装置はトーラス状のプラズマを安定化させるためのトロイダル磁場を発生させるべく有限個のトロイダル磁場コイル (以下TFコイルと略す) を有する。TFコイルが有限個故に、トロイダル磁場のトーラス方向の不均一性、すなわちリップルが生じる。

一方、渡り線等による不整磁場および製作・設置の際の誤差に起因する不整磁場が避け得ない現実として存在する。

リップルおよび不整磁場のプラズマ性能に及ぼす影響は決して無視し得るものではなく、したがって臨界プラズマの達成を目標とするJT-60にとってリップルおよび不整磁場の定量的把握が非常に重要な意義を持つことは論を待たない。

詳細な計算を行なった結果、以下の事が明らかとなった。

- i) プラズマの拡散および熱伝導に及ぼすリップルの影響は新古典理論と同程度である。
- ii) 一部のトロイダル磁場コイルに誘起するリップルによる電磁力は最大5.3トン/mとなり、継手構造および支持方法への影響が無視できない。
- iii) プラズマの点火に対する不整磁場は、垂直磁場コイルおよび水平磁場コイルの運転制御がうまく行われれば、あまり問題とはならない。

---

\* 外来研究員：東京芝浦電気 (株)

iv) 製作・設置における寸法精度が正規分布をすとしたときの不整磁場の確率変動および累積分布関数を不整磁場の成分別に求めた。

Toroidal Ripple and Error Field of JT-60  
Toroidal Field Coils

Satoshi NISHIO, Minoru OHKUBO, Kozou KAWASAKI, Toshiro ANDO  
and Nobuharu MIKI\*

Division of Large Tokamak Development, Tokai Research Establishment,  
JAERI

(Received August 9, 1978)

Toroidal field (TF) coils of JT-60 produce the toroidal field of 45 kG at a plasma axis and have an inner bore of about 4 m and a weight of about 80 metric ton respectively. Eighteen TF coils are located around a torus axis at regular intervals. The discrete nature of the TF coils leads to a ripple in the magnetic field which should be held below a critical value allowable for the high temperature plasma of JT-60. Another ripple effect is to induce an electromagnetic force to the poloidal field coils, especially, those located at the outside of a torus. In addition, since the toroidal field reaches several tesla in the plasma region, a very small deviation in the coil geometry and position from the regular may induce error fields which have important effects on the plasma. These error fields not only may hinder normal development of a discharge at its initial stage but also may cause a formation of magnetic islands. Therefore it is required in the design of TF coil to obtain quantitative information of the ripple and the error fields.

In this paper, the distributions of the ripple and the error field are calculated in detail and the above mentioned effects are discussed. As a result of the calculation, the ripple is found to be about 0.3 % at the outside plasma surface and an maximum electromagnetic force induced by the ripple field on the poloidal field coils is about 5.3 metric ton/m. In regard to the diffusion of the plasma particles, the ripple effect is comparable to that of the neoclassical for JT-60 plasma parameters. On the other hand, the effect of the error fields expected in an actual machine on the initial stage of discharge development can be over come by vertical field coils and horizontal field coils. Furthermore a statistical approach in evaluating the error fields is described.

Keywords: JT-60 Tokamak, Toroidal Field Coil, Plasma, Poloidal Field Coil, Diffusion, Magnetic Island, Normal Distribution, Probability, Ripple Field, Error Field

---

\*On leave of absence from Tokyo Shibaura Elec. Co., Ltd.

## 目 次

1. はじめに	1
2. モデル化および計算方法	1
3. リップル	2
3.1 計算結果	2
3.2 プラズマに対する影響	2
3.3 電磁力	5
4. 不整磁場	6
4.1 計算結果	6
4.2 プラズマに対する影響	7
4.3 確率論的手法による評価	9
5. おわりに	12
謝 辞	12
References	13
Appendix A	14

## Contents

1. Introduction-----	1
2. Calculation model and method-----	1
3. Ripple-----	2
3.1 Calculated result-----	2
3.2 Effects of ripple on plasma-----	2
3.3 Electromagnetic forces by ripple-----	5
4. Error field -----	6
4.1 Calculated result-----	6
4.2 Effects of error fields on plasma-----	7
4.3 Estimations by probability method-----	9
5. Conclusion-----	12
Acknowledgments-----	12
References-----	13
Appendix A-----	14

## 1. はじめに

現在原研では、トカマク型核融合炉の科学的実証性を明らかにするため、1982年項完成を目途として、臨界プラズマ試験装置（JT-60）の建設を開始している。

本装置におけるトロイダル磁場コイル（以下TFコイルと略す）は18個の単位コイルにより構成され、トーラス状のプラズマを安定化させるためトロイダル方向に一樣な強磁場を発生させる機能を有する。単位コイルは巻数36ターンを有するパンケーキコイル2個より成り、形状は内半径1970mm、外半径2780mmの円形常電導コイルである。また、空間的制約から本TFコイルはトーラス中心側でテーパ状に切欠かれたセクタ形となっている。

本コイルは過去において製作経験を持たない超大型コイルであり、発生する磁場はプラズマ領域において数10kGにも達するため、製作時、設置時の微小な誤差といえどもプラズマの閉じ込めにとって無視し得ぬ不整磁場を誘起し得る。そこで製作および設置の精度の向上を計ると共に不整磁場の定量的把握をしておく必要がある。さらにTFコイルの渡り線、巻戻し線による不整磁場をも併せて把握しておく必要がある。

一方、有限個のTFコイルに由来するトロイダル磁場の不均一性、いわゆるリップルのプラズマ領域での分布を正しく知ることはプラズマの拡散および逃走電子の挙動を把握する上で重要である。また本装置の場合リップルはプラズマへの影響の他にポロイダル磁場コイルにも影響を与える。すなわち、本装置の場合ポロイダル磁場コイルはTFコイルの内側に位置しており、したがってリップルが大きくなるトーラス外側に位置するポロイダル磁場コイルは電磁力を受けその値も小さくない。

本報は以上の問題点を明確にすることを目的として作成した。

## 2. モデル化および計算方法

ベースとなる磁場は数テスラにも達するが、微小なリップルおよび不整磁場を問題の対象としているので、モデル化に当っては可能な限り実機形状（Fig. 1～3参照）を忠実に模擬する必要がある。

一般にコイルが作る磁場を計算する場合、コイル内の電流を有限本数の線電流に置き換えてビオ・サバルの積分を行ない、線電流が円形を形成していれば計算の本質は完全楕円積分に帰着され解析的に磁場が求まる。ところがJT-60のTFコイルにおいては、Fig. 1に示す如くテーパ状に切欠かれている。これは円形線電流が一部の領域で折れ曲っていることを意味し、解析的計算が不可能故、ビオ・サバルの積分は微小線電流要素の集合体として区分求積の形式を取らざるを得ない。ここで生じる計算誤差は、コイル形状を忠実に模擬しないことによる誤差とは異質であり、空間的偏在をしない。したがって、微小線電流要素の分割数をある値以上にとって計算すれば実相を把握する上で十分信頼できる値を供し得る。なお分割数を決

## 1. はじめに

現在原研では、トカマク型核融合炉の科学的実証性を明らかにするため、1982年項完成を目途として、臨界プラズマ試験装置(JT-60)の建設を開始している。

本装置におけるトロイダル磁場コイル(以下TFコイルと略す)は18個の単位コイルにより構成され、トーラス状のプラズマを安定化させるためトロイダル方向に一樣な強磁場を発生させる機能を有する。単位コイルは巻数36ターンを有するパンケーキコイル2個より成り、形状は内半径1970mm、外半径2780mmの円形常電導コイルである。また、空間的制約から本TFコイルはトーラス中心側でテーパ状に切欠かれたセクタ形となっている。

本コイルは過去において製作経験を持たない超大型コイルであり、発生する磁場はプラズマ領域において数10kGにも達するため、製作時、設置時の微小な誤差といえどもプラズマの閉じ込めにとって無視し得ぬ不整磁場を誘起し得る。そこで製作および設置の精度の向上を計ると共に不整磁場の定量的把握をしておく必要がある。さらにTFコイルの渡り線、巻戻し線による不整磁場をも併せて把握しておく必要がある。

一方、有限個のTFコイルに由来するトロイダル磁場の不均一性、いわゆるリップルのプラズマ領域での分布を正しく知ることはプラズマの拡散および逃走電子の挙動を把握する上で重要である。また本装置の場合リップルはプラズマへの影響の他にポロイダル磁場コイルにも影響を与える。すなわち、本装置の場合ポロイダル磁場コイルはTFコイルの内側に位置しており、したがってリップルが大きくなるトーラス外側に位置するポロイダル磁場コイルは電磁力を受けその値も小さくない。

本報は以上の問題点を明確にすることを目的として作成した。

## 2. モデル化および計算方法

ベースとなる磁場は数テスラにも達するが、微小なリップルおよび不整磁場を問題の対象としているので、モデル化に当っては可能な限り実機形状(Fig. 1~3参照)を忠実に模擬する必要がある。

一般にコイルが作る磁場を計算する場合、コイル内の電流を有限本数の線電流に置き換えてビオ・サバルの積分を行ない、線電流が円形を形成していれば計算の本質は完全楕円積分に帰着され解析的に磁場が求まる。ところがJT-60のTFコイルにおいては、Fig. 1に示す如くテーパ状に切欠かれている。これは円形線電流が一部の領域で折れ曲っていることを意味し、解析的計算が不可能故、ビオ・サバルの積分は微小線電流要素の集合体として区分求積の形式を取らざるを得ない。ここで生じる計算誤差は、コイル形状を忠実に模擬しないことによる誤差とは異質であり、空間的偏在をしない。したがって、微小線電流要素の分割数のある値以上に取って計算すれば実相を把握する上で十分信頼できる値を供し得る。なお分割数を決

定する目安として、円電流が作る磁場とその円に内接する正  $n$  角形に流れる電流が作る磁場を円の中心で比較し、その結果から本計算の妥当性を確認した。Appendix A 参照)

### 3. リップル

軸対称トーラスにおいて、リップルの空間分布はTFコイルの個数およびその幾何学的形状が決まれば一義的に決まる。プラズマの小半径、大半径を与え、プラズマ領域でのリップルを低く抑えるためにはTFコイルの個数、巾、および小半径をそれぞれ増加すればよい。しかし、これらの行為は中性粒子入射装置、計測ポート等の取付け空間の必要性および電源容量により制限を受ける。これら諸要求を考慮して設計条件（プラズマ領域で最大リップル 0.5% 以下）を満足すべく最適化がなされたTFコイルの形状・寸法はFig. 1~3 に示してある。しかしながら、現状のTFコイル間隔に余裕はなく、組立性、アクセシビリティに余裕をもたせるため、さらに進んだ検討を待ってTFコイルの巾を減少させる可能性もある。本報告の計算を行なうに当たっては、Fig. 4 に示すモデルに主眼を置いて行った。

#### 3.1 トロイダル磁場の分布

$R=30$  mにおいてトロイダル磁場、約  $B_t=45$  kGを得るには全起磁力 67.52 MATが必要である。この全起磁力が67.52 MATでFig. 4 に示すコイル 18 個がトロイダル方向に等間隔に設置されている場合の磁場分布をFig. 5~Fig. 7 に示す。プラズマ領域（プラズマの大半径 3.03 m, 小半径 0.95 m）で最大リップルが生じる場所はプラズマの表面（ $R=3.98$  m,  $Z=0.0$  m）においてであり、その値は約 0.3%となる。Fig. 8 に等リップル線図を示す。なお、リップルの定義を下式に示す。

$$\text{リップル} (\delta) = \frac{(\text{最大磁場}) - (\text{最小磁場})}{(\text{最大磁場}) + (\text{最小磁場})}$$

#### 3.2 リップルのプラズマへの影響

トカマクプラズマの閉じ込めに対する利点は磁場の軸対称性に起因している。しかしながら、この軸対称性を壊す主なものとして、トロイダル磁場コイルの分割によるリップルが有る。このリップルによって粒子損失の増加、いわゆるリップル拡散が誘発され、将来の核融合炉における衝突周波数の低い高温プラズマにとって、リップル拡散の影響は粒子損失のみならず熱損失の面からも無視し得なくなる<sup>(1)</sup>。

リップルによる拡散および熱伝導の定性的な傾向を新古典論による拡散および熱伝導と対比

注) 実際はトーラス効果により、トーラス中心側においてリップルは極端に小さくなる。

定する目安として、円電流が作る磁場とその円に内接する正  $n$  角形に流れる電流が作る磁場を円の中心で比較し、その結果から本計算の妥当性を確認した。Appendix A 参照)

### 3. リップル

軸対称トーラスにおいて、リップルの空間分布はTFコイルの個数およびその幾何学的形状が決まれば一義的に決まる。プラズマの小半径、大半径を与え、プラズマ領域でのリップルを低く抑えるためにはTFコイルの個数、巾、および小半径をそれぞれ増加すればよい。しかし、これらの行為は中性粒子入射装置、計測ポート等の取付け空間の必要性および電源容量により制限を受ける。これら諸要求を考慮して設計条件（プラズマ領域で最大リップル 0.5% 以下）を満足すべく最適化がなされたTFコイルの形状・寸法は Fig. 1~3 に示してある。しかしながら、現状のTFコイル間隔に余裕はなく、組立性、アクセシビリティに余裕をもたせるため、さらに進んだ検討を待ってTFコイルの巾を減少させる可能性もある。本報告の計算を行なうに当たっては、Fig. 4 に示すモデルに主眼を置いて行った。

#### 3.1 トロイダル磁場の分布

$R=30$  mにおいてトロイダル磁場、約  $B_t=45$  kGを得るには全起磁力 67.52 MAT が必要である。この全起磁力が 67.52 MAT で Fig. 4 に示すコイル 18 個がトロイダル方向に等間隔に設置されている場合の磁場分布を Fig. 5~Fig. 7 に示す。プラズマ領域（プラズマの大半径 3.03 m, 小半径 0.95 m）で最大リップルが生じる場所はプラズマの表面（ $R=3.98$  m,  $Z=0.0$  m）においてであり、その値は約 0.3% となる。Fig. 8 に等リップル線図を示す。なお、リップルの定義を下式に示す。

$$\text{リップル} (\delta) = \frac{(\text{最大磁場}) - (\text{最小磁場})}{(\text{最大磁場}) + (\text{最小磁場})}$$

#### 3.2 リップルのプラズマへの影響

トカマクプラズマの閉じ込めに対する利点は磁場の軸対称性に起因している。しかしながら、この軸対称性を壊す主なものとして、トロイダル磁場コイルの分割によるリップルが有る。このリップルによって粒子損失の増加、いわゆるリップル拡散が誘発され、将来の核融合炉における衝突周波数の低い高温プラズマにとって、リップル拡散の影響は粒子損失のみならず熱損失の面からも無視し得なくなる<sup>(1)</sup>。

リップルによる拡散および熱伝導の定性的な傾向を新古典論による拡散および熱伝導と対比

---

注) 実際はトーラス効果により、トーラス中心側においてリップルは極端に小さくなる。

して Fig. 9<sup>(2)</sup> に示す。

T. E. Stringer<sup>(3)</sup> はプラズマパラメータ  $R=195 \text{ cm}$ ,  $a=65 \text{ cm}$ ,  $n_0=10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{e0}=T_{i0}=3 \text{ KeV}$ ,  $B_t=35 \text{ kG}$  に対しリップルによる影響を粒子拡散および熱伝導損失について、新古典論と比較評価している。(Fig. 10~11 参照)

ここで密度  $n(r)$ , 温度  $T_e \cdot T_i$ , 電流密度  $j$ , リップル  $\delta$  の分布はプラズマ中心でのそれぞれの値を添字で表わし、以下の如く仮定する。

$$\begin{aligned} n(r) &= n_0 \cdot (1-x^2) \\ T_e &= T_{e0} \cdot (1-x^2) \\ T_i &= T_{i0} \cdot (1-x^2) \\ j &= j_0 \cdot (1-x) \dots\dots\dots q(r) = q(a) / (3-2x) \\ \delta &= \delta(a) \cdot x^2 \text{ 注)} \end{aligned}$$

ただし  $x=r/a$  であり,  $q(a) = \frac{aB_t}{RB_p}$  ..... ( $B_p$  はプラズマ電流が作るプラズマ表面でのポロイダル電場の強さである) である。

拡散係数および熱伝導係数を求める際に誘導して用いた基礎式<sup>(3)</sup>を以下に示す。

$$\Gamma_a = \frac{4.1}{\nu_{ei}} \delta^{3/2} \left( \frac{T_e}{eBR} \right)^2 \left\{ \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{dn}{dr} + \frac{7}{2} \frac{n}{T_e} \frac{d}{dr} (T_e + T_i) \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$Q_i = \frac{40.6}{\nu_{ii}} \delta^{3/2} \left( \frac{T_i}{eBR} \right)^2 n \frac{dT_i}{dr} \dots\dots\dots (2)$$

ただし

$$\nu_{ji} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2} n e^4}{m_j^{1/2} T_j^{3/2}} \ln A \dots\dots (\ln A: \text{クーロン対数})$$

(1)式は磁気面を横切る電子あるいはイオンの単位面積当りの平均流出量であり, (2)式はイオンによる平均熱流出量である。(1), (2)式共にステラレータから導出されたものであるが, トカマクのリップルについても適用可能である。

JT-60 が目標とする臨界プラズマのパラメータを Table 1<sup>(4)</sup> に示す。JT-60 の予備設計段階 (1973~1974 年) において, トロイダル磁場コイルの設計指針を与えるべく, T. Tsuda によってプラズマに対するリップルの影響の検討がなされた<sup>(2)</sup>。検討結果として, 臨界プラズマの達成のためにリップルをプラズマ表面で 0.2% 以下に抑えることが望ましいと結んでいる。

ところが先に述べた様に Fig. 4 に示すトロイダル磁場コイルによって, リップルはプラズマ表面において 0.3% を若干越える。以下, Table 1 に示すパラメータについて, リップルの影響の概略評価を行なう。

注) 実際はトーラス効果により, トーラス中心側において, リップルは極端に小さくなる。

Table 1 Plasma Parameters of JT-60

Parameter	Unit	Value
Plasma major radius, R	m	3.03
Plasma minor radius, a	m	0.95
Magnetic field on axis	kG	45
Plasma current	MA	27
Safety factor at surface		3.5
Mean electron density, n	cm <sup>-3</sup>	(2~10) × 10 <sup>13</sup>
Mean ion temperature	keV	5~10
Mean electron temperature	keV	5~10

$\Gamma_a \propto D \frac{dn}{dr}$  であり  $T_e = T_i = T$  であるから(1)式より

$$D \frac{\delta^{3/2} T^{7/2}}{n B^2 R^2} \left( 1 + 7 \frac{n \frac{dT}{dr}}{T \frac{dn}{dr}} \right)$$

となり,  $n \frac{dT}{dr} / T \frac{dn}{dr} \approx 1$  と考えれば

$$D \propto \frac{\delta^{3/2} T^{7/2}}{n B^2 R^2} \quad (3)$$

が導かれ, 一方  $Q_i \propto X_i \frac{dT}{dT}$  から(2)式より

$$X_i \propto \frac{\delta^{3/2} T^{7/2}}{B^2 R^2} \quad (4)$$

が導かれる。そこで T. E. Stringer の用いたパラメータと JT-60 のそれと比較すると, リップル  $\delta$  で約  $1/10$ , 温度  $T$  で約 4 倍, 磁場の強さで約 1.3 倍, プラズマ大半径  $R$  で約 1.5 倍, 密度は略々同じであることから拡散係数  $D$ , 熱伝導係数  $X_i$  共に Fig. 10~Fig. 11 に比べて 2~3 分の 1 程度に達する。ところが, トーラス中心側でリップルが略々 0 であることを考慮すると, 4~5 分の 1 程度となる。一方新古典論のみによる場合についての両者の比較は拡散係数  $D_n$ , 熱伝導係数  $\chi_n$  が

$$D_n, \chi_n \propto \varepsilon^{-3/2} (1/\nu) (\rho_B^e)^2 \nu_{ei}$$

$$\text{ただし} \begin{cases} \varepsilon : \text{逆アスペクト比} \\ \nu : \text{回転変換角} (\nu = 2\pi/q) \\ \rho_B^e : \text{磁場 B による電子のラーマ半径} \end{cases}$$

で表わせ,  $\varepsilon$  および  $\nu$  が両者で略々同じであるから  $D_n, \chi_n$  は

$$D_n, \chi_n \propto n B^{-2} T^{-1/2} \quad (5)$$

となる。したがって新古典論に関して, JT-60 における  $D_n, \chi_n$  は T. E. Stringer のそれら

に比べて3～4分の1程度となる。したがって、JT-60においてリップルによる拡散、熱伝導は新古典論による拡散、熱伝導と比肩し得ることがFig. 10, Fig. 11から類推できる。

以上リップルの影響を新古典論と対比して評価を行なったが、現在のトカマク実験では従来の理論の予測を大巾に上回る異常拡散および異常熱伝導が観測されておりこれがトカマクプラズマにとって不可避的なものであり、かつリップルの依存性がなければ将来においてもリップルの影響が重きをなすことはない。しかし、将来の衝突周波数の低い高温トカマクプラズマの挙動が新古典論によって説明されるか、あるいはリップルが異常現象に何らかの形で影響を及ぼしているのであれば、今後リップルの定量的な評価と併せて工学的な面からリップルを小さく抑える努力が積極的に行なわれなければいけない。

### 3.3 電磁力

Fig. 12に示す様にJT-60のポロイダル磁場コイルは、トロイダル磁場コイルの内側に位置しており、すべてのターンがFig. 13に示す継手部<sup>(注)</sup>を有し、この継手部において機械的強度が劣る。

ポロイダル磁場コイルに作用する諸荷重のうち電磁力の一形態としてリップルによるものがある。これによる電磁力はリップルの大きい領域に位置するV1, F1, Q1 (Fig. 12参照)の各コイルにおいて問題となる可能性がある。リップルの存在は、すなわちトロイダル磁場のポロイダル成分の存在を意味し、これによってポロイダル磁場コイルはトーラス方向全周にわたって周期的な曲げ荷重を受ける。尚、ポロイダル成分の中には水平方向成分( $B_R$ )と垂直方向成分( $B_Z$ )があり、 $B_R$ は垂直方向の曲げを $B_Z$ は水平方向の曲げをそれぞれ誘発する。ここで問題となるV1, F1, Q1の領域においては $B_R > B_Z$ であり、しかもFig. 13に示すように $B_Z$ による曲げは剛性の高い(断面二次モーメントの大きい)方向に作用するので、 $B_R$ による電磁力を考慮すれば十分である。V1, F1, Q1の各コイルのうち最大電流(91.7kA)を有するF1について検討を行なう。F1コイルの位置する $R=5.02\text{m}$ ,  $Z=0.495\text{m}$ において $B_R$ の最大値は5.7kGにも達し、これに対応した位置では曲げ荷重が5.3ton/mにも達する。F1コイルに対するトロイダル磁場の水平成分( $B_R$ )および $B_R$ による垂直方向の曲げ荷重( $f_Z$ )の分布をFig. 14に示されている荷重レベルは他の荷重レベル自己電磁力、ポロイダル磁場コイル間に作用する電磁力等に比べて決して小さくはない。しかしながら、リップルによる曲げ荷重の大きい領域は同時に空間的余裕のあるトーラス外側でもあるのでポロイダル磁場コイル支持方法の改善の可能性がある。したがってリップルによる曲げ荷重が設計・製作において致命的要因となることは十分避け得る。

注) 継手部の構造については今後改良の余地がありFig. 13は一つの案として提示した。

## 4. 不 整 磁 場

不整磁場\*を生じせしめる原因の主なるものを以下に示す。

i) トロイダル磁場コイルは全数直列であるため各コイル間に渡り線が必要である。この渡り線が作る磁場を打ち消すべく巻き戻し線が設けられているが、打ち消し切れないものが不整磁場として残る。

ii) 設置誤差に起因する不整磁場。この設置誤差はコイルが大半径方向 (R方向), 垂直方向 (Z方向), トロイダル方向 ( $\phi$ 方向) にそれぞれ平行移動する場合, および回転する場合の6つの自由度を有する。

iii) 製作誤差に起因する不整磁場。製作誤差の中には, 数多くの独立なモードが存在するが, コイルの電流中心の偏差に着目すればコイルの内外径製作誤差, および楕円変形を除いて他のモードは一応 ii) に含ませ得ると考える。ここでは内外径製作誤差についてのみ計算の対象とし, 楕円変形については他のモードの組合せから類推する。

iv) 渦電流が作る不整磁場。例えば空心変流器コイルによる急激な磁束変化がトロイダル磁場コイル導体内および架台等に渦電流を誘起する。しかしこの不整磁場は放電初期あるいはそれ以前にのみ存在し, プラズマ電流が一定になる時期には存在しないという観点に立てば i) ~ iii) の不整磁場と質的に異なる。(この不整磁場については別途検討をしているので本報においては割愛する。)

### 4.1 計算結果

前述 i) ~ iii) についてそれぞれ以下に記す。

#### i) 渡り線, 巻き戻し線による不整磁場

トロイダル磁場コイルには, コイル内側にパンケーキ間の渡り線, コイル外側にコイルブロック間の渡り線がある。これら渡り線によって生ずる不整磁場を減少させる目的で巻き戻し線を設ける。これら渡り線, 巻き戻し線の配置図を Fig. 15 に示す。計算結果<sup>5)</sup> を Fig. 16, Fig. 17 に示す。Fig. 16 は渡り線のみの場合の不整磁場を, Fig. 17 は巻き戻し線をも含めた場合の不整磁場をそれぞれトロイダル方向において最大値を与える位置 (Fig. 15 における A-A 断面) で示す。

#### ii) 設置誤差に起因する不整磁場

計算に当たって複数個のコイルがそれぞれ異なる自由度の任意の設置誤差を有する場合を直接検討することは現象自体幾つも考えられるため, 不整磁場を評価する上で適切でない。そこで, 各自由度に対する不整磁場は各々独立に検討するものとする。また, 設置誤差は1個のトロイダル磁場コイルのみに生じ, 他のコイルは全て正規の位置にあるとする。なお複数の自由度が

\* ここでリップルは不整磁場と考えない。

同時に生じる場合の不整磁場はそれぞれに対する不整磁場の単純な重ね合せで十分であると考ええる。すなわち、自由度  $i$  に対する不整磁場を  $\Delta B_i$  とすれば複合された不整磁場  $\Delta B$  は  $\Delta B = \sum_i \Delta B_i$  で表わされる。Fig. 18 に設置誤差による不整磁場の計算点と方向の定義を示し、Fig. 19~Fig. 23 に  $\varphi=0^\circ$  に位置するコイルのみに設置誤差を与え各自由度に対する不整磁場のトーラス方向の分布を示す。今、便宜的に誤差を  $\Delta R=R \cdot \Delta \varphi = \Delta Z=10\text{mm}$ ,  $\Delta \theta_R = \Delta \theta_Z = 0.25$  度として計算を行なったが、誤差がこの程度に小さい領域において、誤差と不整磁場は線形関係にある。

なお、トロイダル軸 ( $\varphi$  方向) に関する回転誤差はその影響が非常に小さいので考慮の対象外とした。

#### iii) 製作誤差による不整磁場

トロイダル磁場コイルの内外径製作誤差に基づく不整磁場の計算を行う。この場合、トロイダル磁場コイルの半径方向の厚みは不変とし、ii) 同様、1個のコイルのみに内外径製作誤差がある場合の不整磁場のトーラス方向の分布を求めた。誤差  $\Delta a=10\text{mm}$  のときの計算結果を、Fig. 24 に示す。この場合も、誤差が生じるのは  $\varphi=0^\circ$  に位置するコイルのみとする。

## 4.2 プラズマに対する影響

ここではトロイダル磁場コイルに附随して恒常的に存在する不整磁場について、その影響を物理的立場から考察する。

以下プラズマの点火時および定常状態時に対する不整磁場の影響をそれぞれ(a)および(b)にて検討を行なう。この場合の不整磁場はトロイダル磁場に垂直なものを対象としており、平行成分は(c)にて考察する。

#### (a) 点火時

発生時のプラズマの性能がその後のプラズマへ与える影響は大きく、良好な初期プラズマを形成することは重要である。この良好な初期プラズマの形成にとって不整磁場の存在は大きい障害となる。すなわちトロイダル磁場の磁力線に対して直角方向の不整磁場が存在していると、トロイダル磁場の磁力線はそれ自身閉じなくなりトーラスを周回するうち真空容器等の壁と交差するようになる。初期プラズマのこのような磁場中での挙動については磁場を横切る拡散の他に磁力線に平行な方向の運動が重要な意味を持つ。すなわち、発生した初期プラズマが未電離の中性粒子と衝突する前に磁力線に沿って真空容器壁まで逃走し、プラズマは消滅する。この考えはTFRの実験結果<sup>6)</sup>を定性的に説明している。なお、粒子バランスおよびエネルギーバランスの観点からプラズマの発生条件を統一的に論じている文献に<sup>7), 8)</sup>がある。

ところでJT-60にはプラズマ制御用に垂直磁場コイル、水平磁場コイル等が装備されているので、トロイダル磁場に垂直な軸対称成分の不整磁場は打ち消せ得ると考えられる。すなわちプラズマ点火前にこの不整磁場の定量的把握ができていなくても、最適点火条件を満足する垂直磁場コイルおよび水平磁場コイルの点火前通電パターンを見出すことは試行錯誤によって可能である。

したがって垂直磁場コイル等外部コイルによって打ち消すことが不可能な非軸対称成分が問

題となる。以下(b)にて考察する。

(b) 定常状態時 (フラットトップ時)

プラズマが十分成長したフラットトップ時においてはプラズマ電流の作るポロイダル磁場はトロイダル磁場と合成されてヘリカルな磁力線を形成する。この磁力線の回転変換と同周期の磁場の乱れがあるときには磁気面に島 (island) ができる<sup>9)</sup>。乱れ磁場のうち小半径方向成分が回転変換と共鳴する場合に特に問題となる。

プラズマの電流は一樣ではなく磁力線にシャ- (回転変換の小半径方向における非一樣性) があるので、不整磁場によって壁へ出て行こうとする磁力線の共鳴をくずし、またもとの位置にもどす作用が働く。かくして、それ自身閉じた磁気面の島ができる (Fig. 25)<sup>10)</sup>。

この磁気面に生じた島は実効的にプラズマ粒子の拡散係数を大きくする作用がある。すなわち粒子間の衝突過程を経ることなく島の小半径方向の中だけ粒子は移動する。なお、島のプラズマに対する影響は未だ明確には評価されていないが、少なくともプラズマ性能に対しプラスの影響は有しない。

今、ある磁気面における小半径方向の不整磁場  $\Delta B_r$  をポロイダル方向 ( $\theta$ )、およびトロイダル方向 ( $\varphi$ ) にフーリエ展開すると

$$\Delta B_r(r) = \sum_{m,n} \{ B_{m,n}(r) \sin(m\theta - n\varphi) + \dot{B}_{m,n}(r) \sin(m\theta + n\varphi) \} \quad (6)$$

と書ける。共鳴する磁気面 ( $r=r_0$ ) において Safety factor  $q$  は  $q = \frac{d\varphi}{d\theta} = \frac{m}{n}$  であるから、(6)式の  $\sin(m\theta - n\varphi)$  の項が重要となる。

S, Matsuda 等<sup>11)</sup> によれば、この場合島の巾  $\delta$  は

$$\delta = \frac{4r_0}{\sqrt{m}} \cdot \frac{B_{m,n}(r_0)}{B_\theta(r_0)} \cdot \sqrt{\left| \frac{\nu_0}{-r_0 \nu'} \right|} \quad (7)$$

で表わされている。ここで

$B_\theta(r_0)$  ; 共鳴磁気面における  $\theta$  成分の磁場の強さ

$\nu_0$  ; 共鳴磁気面における回転変換角

$\nu$  ;  $\nu' = \frac{d\nu}{dr} \Big|_{r=r_0}$  (シャ-)

JT-60 においてプラズマ電流  $I_0$  とし、その分布を  $j = j_0 \{ 1 - (\frac{r}{a})^2 \}$  で近似すると、

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I_0}{\pi a^2} \left( r - \frac{r^3}{2a^2} \right) \quad (8)$$

$$\nu_0 = \frac{R_0 B_\theta}{r_0 B_\varphi} \approx \frac{R_0 \mu_0 I_0}{\pi a^2 B_\varphi} \left( 1 - \frac{r_0^2}{2a^2} \right) \quad (9)$$

である。ここで  $a=0.95\text{m}$ ,  $R_0=3.03\text{m}$ ,  $I_0=2.7\text{MA}$ ,  $B_\varphi=4.5\text{T}$  として  $r=a$  における  $q$  を計算すると、 $q \approx 2.5$  である。したがってプラズマ領域で  $1 \lesssim q \lesssim 2.5$  となる。このことを踏まえて以下共鳴機構を考察する。

1) リップルによる  $\Delta B_r$  成分

トーラス効果によりポロイダル断面では  $m=1$  のモードが主要となり、トーラス方向では  $n=$

18 (コイル数) となり  $q = \frac{1}{18}$  と共鳴する磁気面は存在しないと考えられる。

ii) 渡り線, 巻き戻し線による  $\Delta B_r$  成分

この場合 i) 同様  $n=18, m=1$  となり共鳴磁気面は存在しないと考えられる。

iii) 製作誤差, 設置誤差による  $\Delta B_r$  成分

1個のコイルに前述の  $\Delta R, R \cdot \Delta \varphi, \Delta Z, \Delta \theta_R, \Delta \theta_\varphi, \Delta a$  なる誤差が生じた場合, それぞれに対しトロイダル断面において Fig. 19~24 から  $m$  に関するモードはすべて 1 と考えられる。したがって共鳴磁気面は存在しない。ところが実際の製作において, コイルが楕円変形する場合あるいは Fig. 26 に示すようにコイルが折れ曲がり変形をする場合には  $m=2$  のモードが重要となる。そこで  $\Delta B_r$  のトーラス方向のモードに注目するとプラズマ領域で  $1 \lesssim q \lesssim 2.5$  であるから  $n=1$  のモードを考慮すればよい。なおこの場合, 共鳴磁気面は  $q = \frac{m}{n} = 2$  を満足し, その位置を  $r=r_0$  とすれば, (8)式および  $B_\varphi = 4.5 \text{ T}$  から  $r_0 = 0.5 \text{ m}$  となる。一方シャーヴは  $\delta = -\frac{R_0 \mu_0 I_0}{\pi a^2 B_\varphi} r_0 \approx -0.445 \text{ m}$  である。

楕円変形の場合長軸と短軸の差を 10 mm 程度, 折れ曲がり変形の場合 Fig. 27 に示す  $\alpha$  を  $0.25^\circ$  程度とすれば Fig. 20~Fig. 25 から類推して  $r=0.5 \text{ m}$  の位置で  $\Delta B_r$  のピークは 10 G 程度と考えられる。そこで  $\Delta B_r$  をフーリエ展開すれば, (6)式における  $B_{2,1}$  が 10 G を越えることはない。とりわけ楕円変形の場合は  $n=1$  のモードのみならず  $n=2, 3$  のモードも存在するので  $B_{2,1}$  はさらに小さくなるのが期待できる。いずれの場合も  $B_{2,1} \lesssim 10 \text{ G}$  を満足し, 島の巾  $\delta$  は  $\delta \lesssim 7 \text{ cm}$  程度である。

$\delta \lesssim 7 \text{ cm}$  は決して小さい値ではないが実際問題として, 1個のコイルのみに誤差が生じることはなく, 大きい  $n$  のモードが主要になるのでトロイダル磁場コイルによる不整磁場が“島”形成に重要な役割を果すことはない。

### 4.3 確率論的手法による評価

前述の渡り線・巻き戻し線による不整磁場は予めその定量的把握が可能であるが, 製作および設置における不確な誤差に起因する不整磁場は予め正確な定量的把握が困難である。この不確な誤差を補償するのが設計余裕であるなら, 設計余裕はプラズマの性能低下に直接的な影響を及ぼすので, できるだけ精度よく評価して必要最小限に切りつめること, 不整磁場とそれを生じせしめる各種因子との相関性をより明確にすることによって, 設定した設計余裕に対する信頼度をより厳密に把握することが重要である。

不整磁場はその成分によって持つ物理的意味が異なるので, ここにおいても区別して評価を行なう必要がある。今, ある点での不整磁場の  $\alpha$  成分を  $\Delta B_\alpha$  とし, これが互いに独立な 6 種 ( $i=1, 2, \dots, 6$ ) の誤差モードのそれぞれの値と線形関係を有するから, 誤差値  $\delta$ , 係数  $B$  とすれば  $\Delta B_\alpha$  は

$$\Delta B_\alpha = \sum_{i=1}^n B_{\alpha i} \delta_i \quad (10)$$

( $B_{\alpha i}$  は Fig. 19~Fig. 24 から求まる)

となり, また  $\Delta B_\alpha$  はすべてのトロイダル磁場コイルによって影響を受けることを考慮する必

要がある。18個のコイルのうちj番目のコイルのある点に対する重み係数を $\epsilon_{\alpha ij}$ で表わすと、

$$\Delta B_{\alpha} \text{ は } \Delta B_{\alpha} = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^n \epsilon_{\alpha ij} \cdot B_{\alpha i} \cdot \delta_i \quad (1)$$

となる。誤差値 $\delta_i$ は0を中心に正規分布を示すと考えられ、この標準偏差を $\sigma_i$ とすれば $\Delta B_{\alpha}$ の分布の標準偏差 $\sigma_{\Delta B_{\alpha}}$ は以下の式で示される。

$$\sigma_{\Delta B_{\alpha}} = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^n \{ \epsilon_{\alpha ij} \cdot B_{\alpha i} \cdot \sigma_i \}^2 \quad (2)$$

ここで $\sigma_i$ については、 $3\sigma_i$ を製作・設置精度と置くことによって求まる。したがって $\Delta B_{\alpha}$ の確率変動は、次の正規分布関数で表わされる。

$$P(\Delta B_{\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\Delta B_{\alpha}}} \exp\left(-\frac{\Delta B_{\alpha}^2}{2\sigma_{\Delta B_{\alpha}}^2}\right) \quad (3)$$

そこで $\Delta B_{\alpha}$ が $e_1 \leq \Delta B_{\alpha} \leq e_2$ である確率は

$$P(e_1 \leq \Delta B_{\alpha} \leq e_2) = \int_{e_1}^{e_2} P(\Delta B_{\alpha}) d\Delta B_{\alpha} \quad (4)$$

で表わされる。

$\varphi=0^\circ$  面内のA点およびB点 (Fig. 18 参照) に対する18個のコイル各々のもつ重み係数を誤差モード別および不整磁場成分別に Table 2~4 に示す。ただし、最大の影響を及ぼすコイルの重み係数を1.00とし、コイル番号に星印のないものは $\varphi$ の正の方向、星印のあるものは $\varphi$ の負の方向にそれぞれ順番に配列されており、No. 10のコイルがちょうど $\varphi=180^\circ$ に位置している。

なお、 $3\sigma_i$ に相当する製作・設置誤差を

$$\Delta R = \pm 3 \text{ mm}$$

$$R \cdot \Delta \varphi = \pm 2 \text{ mm} \quad (R \text{ はコイル中心 } 3.32 \text{ m})$$

$$\Delta Z = \pm 2 \text{ mm}$$

$$\Delta \theta_R = \pm 0.103^\circ$$

$$\Delta \theta_Z = \pm 0.103^\circ$$

$$\Delta a = \pm 6 \text{ mm}$$

とすれば、それぞれの標準偏差は

$$\sigma_{\Delta R} = 1 \text{ mm}$$

$$\sigma_{R \cdot \Delta \varphi} = 0.67 \text{ mm}$$

$$\sigma_{\Delta Z} = 0.67 \text{ mm}$$

$$\sigma_{\Delta \theta_R} = 0.034^\circ$$

$$\sigma_{\Delta \theta_Z} = 0.034^\circ$$

$$\sigma_{\Delta a} = 2 \text{ mm}$$

となる。

不整磁場の各成分を添字 $\varphi$ , Z, Rおよびa, wで表わすものとする。ただし

- $\varphi$  : トロイダル磁場に平行な成分  
 $R$  : トロイダル磁場に垂直で外向きの成分  
 $Z$  : トロイダル磁場に垂直で上向きの成分

- $a$  : 軸対称成分 (平均値を意味する)  
 $w$  : 非軸対称成分 (波打ちを意味する)

i)  $\Delta B_{\varphi a}$  (トロイダル軸対称成分)

いわゆる軸対称成分はすべてのコイルが同じ方向に誤差を有する場合に生じるものである。ところがこの成分については、いずれの誤差モードに関してもトーラス一周で平均化すると、ほぼゼロとなる。すなわち Table 2 より、A, B の各点について重み係数の和は、 $\sum_{j=1}^{18} \epsilon_{\Delta B_{\varphi j i}} \approx 0$  となる。ここで  $i = \Delta R, R \cdot \Delta \varphi, \Delta Z, \Delta \theta_R, \Delta \theta_Z, \Delta a$  である。

ii)  $\Delta B_{\varphi w}$  (トロイダル非軸対称成分)

i) より  $\Delta B_{\varphi a} \approx 0$  であるから、この場合確率変動がそのまま  $\Delta B_{\varphi w}$  となる。

Table 2 および(2)式から A, B 点における  $\Delta B_{\varphi}$  のトロイダ方向の分布の標準偏差を  $\sigma_{\Delta B_{\varphi}}^{(A)}$ ,  $\sigma_{\Delta B_{\varphi}}^{(B)}$  とすれば、

$$\sigma_{\Delta B_{\varphi}}^{(A)} = 26.2 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{\varphi}}^{(B)} = 16.3 \text{ G}$$

となる。

したがって A および B 点の  $\Delta B_{\varphi}$  の確率変動をそれぞれ  $P_A(\Delta B_{\varphi})$  および  $P_B(\Delta B_{\varphi})$  とすると、(3)式から

$$P_A(\Delta B_{\varphi}) = 1.52 \times 10^{-2} \exp\left(-\frac{\Delta B_{\varphi}^2}{1378}\right) \quad (5)$$

$$P_B(\Delta B_{\varphi}) = 2.45 \times 10^{-2} \exp\left(-\frac{\Delta B_{\varphi}^2}{529}\right) \quad (6)$$

(4)式を用いて Fig. 27 に  $\Delta B_{\varphi}$  がある値以内である確率 (累積分布関数) を示す。なお、A, B の 2 点を検討の対象としたのは次の理由による。すなわち A 点はコイルに最も接近しており、製作・設置誤差の影響を受ける度合いが大きい。また、B 点には各誤差モードに対してすべての成分が生じる。

iii)  $\Delta B_{Ra}$  (トロイダル軸対称 R 成分)

Fig. 19~Fig. 24 より  $\Delta B_R$  のトーラス 1 周の平均値を左右するのは誤差モード  $\Delta \theta_Z$  であると考えられる。したがって  $\Delta \theta_Z$  についての重み係数に注目し、Table 3 および(2)式から A, B 点における  $\Delta B_{Ra}$  の標準偏差をそれぞれ  $\sigma_{\Delta B_{Ra}}^{(A)}$ ,  $\sigma_{\Delta B_{Ra}}^{(B)}$  とすれば

$$\sigma_{\Delta B_{Ra}}^{(A)} = 154 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{Ra}}^{(B)} = 42 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{Ra}}$  の累積分布関数を Fig. 28 に破線で示す。

iv)  $\Delta B_{Rw}$  (トロイダル非軸対称 R 成分)

非軸対称成分であるからすべての誤差モードに注目し、Table 3 および(2)式から A, B 点における  $\Delta B_{Rw}$  の標準偏差をそれぞれ  $\sigma_{\Delta B_{Rw}}^{(A)}$ ,  $\sigma_{\Delta B_{Rw}}^{(B)}$  とすれば

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(A) = 22.4 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(B) = 9.4 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{RW}}$ の累積分布関数を Fig. 28 に実線で示す。

密度には $\Delta B_{RW}$ は非軸対称成分ではなく、軸対称成分が決まらなければ非軸対称成分は決定し得ない。すなわち非軸対称成分は $(\Delta B_{RW} - \Delta B_{Ra})$ で表わされるが、Fig. 28の実線は軸対称成分を含んだ形で示されている。ちょうど潮の満干と海面に生じている波の関係に例えられる。

v)  $\Delta B_{Za}$  (ポロイダル軸対称 Z 成分)

iii) 同様の考え方で $\Delta \theta_R$ についての重み係数に注目し、Table 4 および(2)式から A, B 点における $\Delta B_{Za}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{Za}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{Za}}(B)$ とすれば

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(A) = 10.3 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(B) = 9.7 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{Za}}$ の累積分布関数を Fig. 29 に破線で示す。

vi)  $\Delta B_{ZW}$  (ポロイダル非軸対称 Z 成分)

iv) 同様の考え方を基に、累積分布関数を Fig. 29 に実線で示す。ただし、A, B 点における $\Delta B_{RW}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B)$ とすれば、

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A) = 10.9 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B) = 11.8 \text{ G}$$

である。

## 5. お わ り に

以上リップルおよび不整磁場の計算結果および確率論的手法による評価も含めて、これらの検討を行なった。

リップルによる影響としては、プラズマに対してはほとんど問題ないと考えられるが、トラス外側に位置するポロイダル磁場コイルに対して曲げ荷重を誘発する。後者については、支持方法の検討が必要と考える。一方、トロイダル磁場コイルシステムの設置・製作誤差に起因する不整磁場は大きな問題とはなり得ないが、不整磁場についてはポロイダル磁場コイルシステムによるもの、あるいは渦電流によるもの等、さらに統一的に検討する必要がある。

## 謝 辞

本報をまとめるにあたり、終始有益な御意見、御指導を頂いた吉川 允二 JT-60 第 1 開発室長および飯島勉 JT-60 第 2 開発室長をはじめとする両開発室の各位に感謝の意を表わします。とりわけ、JT-60 本体グループリーダーの太田充副主任研究員から多大の有益な助言を頂いたことを付記し、併せて謝意を表します。

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(A) = 22.4 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(B) = 9.4 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{RW}}$ の累積分布関数を Fig. 28 に実線で示す。

密度には $\Delta B_{RW}$ は非軸対称成分ではなく、軸対称成分が決まらなければ非軸対称成分は決定し得ない。すなわち非軸対称成分は $(\Delta B_{RW} - \Delta B_{Ra})$ で表わされるが、Fig. 28の実線は軸対称成分を含んだ形で示されている。ちょうど潮の満干と海面に生じている波の関係に例えられる。

v)  $\Delta B_{Za}$  (ポロイダル軸対称Z成分)

iii) 同様の考え方で $\Delta \theta_R$ についての重み係数に注目し、Table 4 および(12)式からA, B点における $\Delta B_{Za}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{Za}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{Za}}(B)$ とすれば

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(A) = 10.3 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(B) = 9.7 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{Za}}$ の累積分布関数を Fig. 29 に破線で示す。

vi)  $\Delta B_{ZW}$  (ポロイダル非軸対称Z成分)

iv) 同様の考え方を基に、累積分布関数を Fig. 29 に実線で示す。ただし、A, B点における $\Delta B_{RW}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B)$ とすれば、

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A) = 10.9 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B) = 11.8 \text{ G}$$

である。

## 5. お わ り に

以上リップルおよび不整磁場の計算結果および確率論的手法による評価も含めて、これらの検討を行なった。

リップルによる影響としては、プラズマに対してはほとんど問題ないと考えられるが、トラス外側に位置するポロイダル磁場コイルに対して曲げ荷重を誘発する。後者については、支持方法の検討が必要と考える。一方、トロイダル磁場コイルシステムの設置・製作誤差に起因する不整磁場は大きな問題とはなり得ないと考えるが、不整磁場についてはポロイダル磁場コイルシステムによるもの、あるいは渦電流によるもの等、さらに統一的に検討する必要がある。

## 謝 辞

本報をまとめるにあたり、終始有益な御意見、御指導を頂いた吉川 允二 JT-60 第1開発室長および飯島勉 JT-60 第2開発室長をはじめとする両開発室の各位に感謝の意を表わします。とりわけ、JT-60 本体グループリーダーの太田充副主任研究員から多大の有益な助言を頂いたことを付記し、併せて謝意を表します。

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(A) = 22.4 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{RW}}(B) = 9.4 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{RW}}$ の累積分布関数を Fig. 28 に実線で示す。

密度には $\Delta B_{RW}$ は非軸対称成分ではなく、軸対称成分が決まらなければ非軸対称成分は決定し得ない。すなわち非軸対称成分は $(\Delta B_{RW} - \Delta B_{Ra})$ で表わされるが、Fig. 28の実線は軸対称成分を含んだ形で示されている。ちょうど潮の満干と海面に生じている波の関係に例えられる。

v)  $\Delta B_{Za}$  (ポロイダル軸対称Z成分)

iii) 同様の考え方で $\Delta \theta_R$ についての重み係数に注目し、Table 4 および(2)式からA, B点における $\Delta B_{Za}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{Za}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{Za}}(B)$ とすれば

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(A) = 10.3 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{Za}}(B) = 9.7 \text{ G}$$

となる。 $\sigma_{\Delta B_{Za}}$ の累積分布関数を Fig. 29 に破線で示す。

vi)  $\Delta B_{ZW}$  (ポロイダル非軸対称Z成分)

iv) 同様の考え方を基に、累積分布関数を Fig. 29 に実線で示す。ただし、A, B点における $\Delta B_{RW}$ の標準偏差をそれぞれ $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A)$ ,  $\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B)$ とすれば、

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(A) = 10.9 \text{ G}$$

$$\sigma_{\Delta B_{ZW}}(B) = 11.8 \text{ G}$$

である。

## 5. お わ り に

以上リップルおよび不整磁場の計算結果および確率論的手法による評価も含めて、これらの検討を行なった。

リップルによる影響としては、プラズマに対してはほとんど問題ないと考えられるが、トラス外側に位置するポロイダル磁場コイルに対して曲げ荷重を誘発する。後者については、支持方法の検討が必要と考える。一方、トロイダル磁場コイルシステムの設置・製作誤差に起因する不整磁場は大きな問題とはなり得ないと考えるが、不整磁場についてはポロイダル磁場コイルシステムによるもの、あるいは渦電流によるもの等、さらに統一的に検討する必要がある。

## 謝 辞

本報をまとめるにあたり、終始有益な御意見、御指導を頂いた吉川 允二 JT-60 第1開発室長および飯島勉 JT-60 第2開発室長をはじめとする両開発室の各位に感謝の意を表わします。とりわけ、JT-60 本体グループリーダーの太田充副主任研究員から多大の有益な助言を頂いたことを付記し、併せて謝意を表します。

## References

- 1) B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse : Nucl. Fusion 11 (1971) 67
- 2) N.A. Uckan, K.T. Tsang, J.D. Callen : ORNL/TM-5438 (1976)
- 3) T.E. Stringer : CLM-P 308 (1972)
- 4) D.L. Jassby (Compiler) : Nucl. Fusion 17 (1977) 373
- 5) Design of JT-60: unpublished
- 6) R. Papoular : EUR-CEA-FC-769
- 7) I.H. Hutchinson : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna (1977) 227
- 8) V.A. Abramov, V.V. Vikhrev, O.P. Pogutse : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna (1977) 237
- 9) M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, J.B. Taylor : Nucl. Fusion 6 (1966) 297
- 10) S. Matsuda, M. Yoshikawa : JAERI-M 4842 (1972)
- 11) S. Matsuda, M. Yoshikawa : Japan. J. Appl. Phys. 14 (1975) 87
- 12) T. Tsuda, private communication

## Appendix A

半径  $r$  の円に内接する  $n$  角形の回路に電流  $I$  が流れているとき、  
中心における磁界の強さを円電流の場合と比較する。

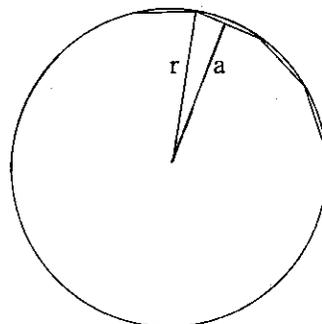
まず 1 辺が作る中心での磁界  $H_1$  は

$$H_1 = \frac{I}{4\pi a} \left( \sin \frac{2\pi}{2n} \right) \times 2$$

ここで  $a = r \cos \frac{2\pi}{2n}$

したがって正  $n$  角形による中心での磁界  $H_n$  は

$$\begin{aligned} H_n = nH_1 &= \frac{nI \sin \frac{\pi}{n}}{2\pi r \cos \frac{\pi}{n}} \\ &= \frac{nI \tan \frac{\pi}{n}}{2\pi r} \end{aligned}$$



一方円電流が作る中心での磁界  $H_0$  は

$$H_0 = \frac{I}{2r} \quad \text{となり} \quad \epsilon_n = H_0 / H_n \quad \text{とすれば}$$

$$\epsilon_n = \frac{\pi}{n \tan \frac{\pi}{n}} \quad \text{となる。}$$

本報の場合  $n=75$  であるから

$$\epsilon_n = \frac{\pi}{75 \tan \frac{\pi}{75}} \approx 0.9995 \quad \text{となる。}$$

Table 2. Weight coefficients of each coil for  $\Delta B_{\psi}$ 

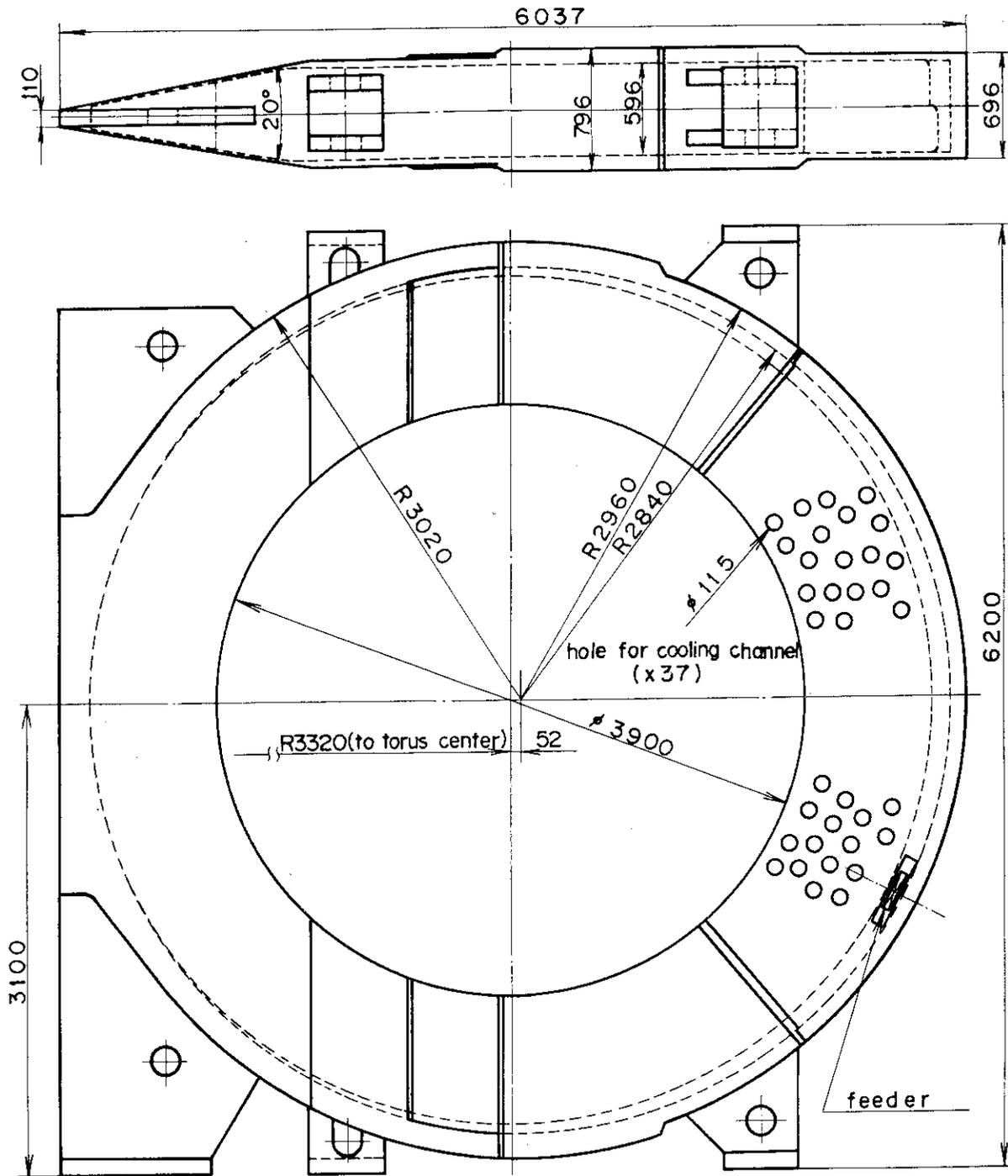
	$\Delta R$	$R \cdot \Delta \psi$	$\Delta Z$	$\Delta \theta_R$	$\Delta \theta_Z$	$\Delta a$
1 A	1.00	0.00			0.18	1.00
1 B	1.00	0.00	1.00	0.00	-0.32	1.00
2 A	0.34	1.00			1.00	0.41
2 B	0.28	1.00	-0.11	1.00	1.00	0.13
2* A	0.34	-1.00			-0.82	0.41
2* B	0.66	-1.00	-0.11	-1.00	-0.64	0.13
3 A	-0.16	0.82			0.64	-0.10
3 B	0.82	0.40	-0.44	0.29	0.50	-0.16
3* A	-0.16	-0.83			-0.62	-0.10
3* B	0.66	-0.40	-0.44	-0.29	-0.50	-0.16
4 A	-0.19	0.46			0.27	-0.20
4 B	0.16	0.15	-0.28	0.12	0.30	-0.13
4* A	-0.19	-0.46			-0.32	-0.20
4* B	0.16	-0.15	-0.28	-0.12	-0.32	-0.13
5 A	-0.15	0.25			0.10	-0.17
5 B	-0.09	0.08	-0.14	0.08	0.18	-0.11
5* A	-0.15	-0.25			-0.15	-0.17
5* B	-0.09	-0.08	-0.14	-0.08	-0.23	-0.11
6 A	-0.12	0.14			0.04	-0.14
6 B	-0.18	0.04	-0.07	0.06	0.09	-0.07
6* A	-0.12	-0.14			-0.08	-0.14
6* B	-0.18	-0.04	-0.07	-0.06	-0.14	-0.07
7 A	-0.09	0.07			0.02	-0.10
7 B	-0.16	0.02	-0.03	0.04	0.05	-0.06
7* A	-0.09	-0.07			-0.04	-0.10
7* B	-0.16	-0.02	-0.03	-0.04	-0.09	-0.06
8 A	-0.08	0.03			0.01	-0.09
8 B	-0.16	0.01	-0.01	0.02	0.02	-0.06
8* A	-0.08	-0.03			-0.03	-0.09
8* B	-0.16	-0.01	-0.01	-0.02	-0.05	-0.06
9 A	-0.06	0.01			0.00	-0.08
9 B	-0.16	0.00	0.00	0.01	0.00	-0.05
9* A	-0.06	-0.01			-0.02	-0.08
9* B	-0.16	0.00	0.00	-0.01	0.00	-0.05
10 A	-0.06	0.00			-0.01	-0.07
10 B	-0.16	0.00	0.00	0.00	0.00	-0.05

Table 3. Weight coefficients of each coil for  $\Delta B_R$ 

	$\Delta R$	$R \cdot \Delta \Psi$	$\Delta Z$	$\Delta \theta_R$	$\Delta \theta_Z$	$\Delta a$
1 A	0.00	-0.67			1.00	0.00
1 B	0.00	1.00	0.00	0.58	1.00	0.00
2 A	1.00	1.00			0.52	1.00
2 B	1.00	0.09	1.00	1.00	0.72	-0.56
2* A	-1.00	1.00			0.57	-1.00
2* B	-1.00	0.09	-1.00	1.00	0.72	0.56
3 A	0.73	0.65			0.09	0.76
3 B	0.87	-0.29	0.73	0.31	0.33	0.89
3* A	-0.73	0.67			0.16	-0.76
3* B	-0.87	-0.29	-0.73	0.31	0.33	-0.89
4 A	0.44	0.00			-0.55	0.47
4 B	0.44	-0.16	0.18	-0.04	0.00	1.00
4* A	-0.44	0.00			0.00	-0.47
4* B	-0.44	-0.16	-0.18	-0.04	0.00	-1.00
5 A	0.25	0.33			-0.08	0.29
5 B	0.23	-0.08	0.09	-0.08	-0.13	0.78
5* A	-0.25	0.33			-0.05	-0.29
5* B	-0.23	-0.08	-0.09	-0.08	-0.13	-0.78
6 A	0.17	0.33			-0.08	0.20
6 B	0.17	-0.02	-0.10	-0.04	-0.16	0.44
6* A	-0.17	0.33			-0.07	-0.20
6* B	-0.17	-0.02	0.10	-0.04	-0.16	-0.44
7 A	0.14	0.00			-0.07	0.18
7 B	0.07	-0.01	-0.05	0.00	-0.15	0.28
7* A	-0.14	0.00			-0.07	-0.18
7* B	-0.07	-0.01	0.05	0.00	-0.15	0.28
8 A	0.05	0.00			-0.07	0.07
8 B	0.05	0.00	0.00	0.00	-0.15	0.11
8* A	-0.05	0.00			-0.07	-0.07
8* B	-0.05	0.00	0.00	0.00	-0.15	-0.11
9 A	0.03	0.00			-0.07	0.06
9 B	0.02	0.00	0.00	0.00	-0.15	0.05
9* A	-0.03	0.00			-0.07	-0.06
9* B	-0.02	0.00	0.00	0.00	-0.15	-0.05
10 A	0.00	0.00			-0.07	0.00
10 B	0.00	0.00	0.00	0.00	-0.15	0.00

Table 4. Weight coefficients of each coil for  $\Delta B_z$ 

	$\Delta R$	$R \cdot \Delta \Psi$	$\Delta Z$	$\Delta \theta_R$	$\Delta \theta_Z$	$\Delta a$
1 A			0.00	1.00		
1 B	0.00	1.00	0.00	1.00	1.00	0.00
2 A			1.00	0.61		
2 B	1.00	0.00	1.00	0.31	-0.50	1.00
3 A			-1.00	0.61		
3* B	-1.00	0.00	-1.00	0.31	-0.25	-1.00
4 A			0.84	-0.81		
4 B	-0.33	-0.22	0.46	0.02	-0.75	0.16
5 A			-0.84	0.18		
5* B	0.33	-0.22	-0.46	0.02	-0.50	-0.16
6 A			0.51	0.00		
6 B	-0.67	-0.12	0.21	-0.02	-0.50	-0.08
7 A			-0.51	0.00		
7* B	0.67	-0.12	-0.21	-0.02	-0.50	0.08
8 A			0.26	-0.04		
8 B	-0.57	-0.06	0.08	-0.04	-0.13	-0.11
9 A			-0.26	-0.04		
9* B	0.57	-0.06	-0.08	-0.04	-0.05	0.11
10 A			0.14	-0.05		
10 B	-0.14	-0.03	0.05	-0.04	0.00	-0.05
11 A			-0.14	-0.05		
11* B	0.40	-0.03	-0.05	-0.04	0.00	0.05
12 A			0.08	-0.05		
12 B	-0.33	-0.01	0.02	-0.03	0.00	0.00
13 A			-0.08	-0.05		
13* B	0.33	-0.01	-0.02	-0.03	0.00	0.00
14 A			0.04	-0.04		
14 B	-0.10	0.00	0.00	-0.03	0.00	0.00
15 A			-0.04	-0.04		
15* B	0.10	0.00	0.00	-0.03	0.00	0.00
16 A			0.01	-0.04		
16 B	0.00	0.00	0.00	-0.03	0.00	0.00
17 A			-0.01	-0.04		
17* B	0.00	0.00	0.00	-0.03	0.00	0.00
18 A			0.00	-0.04		
18 B	0.00	0.00	0.00	-0.03	0.00	0.00



Unit Toroidal Field Coil

Fig. 1 Structure of JT-60 TF coil

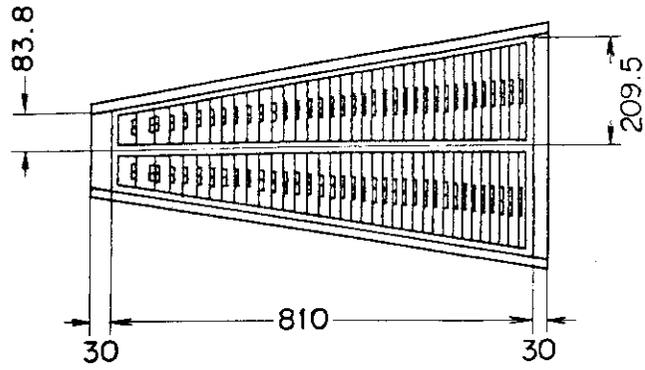


Fig. 2 Smallest cross section of TF coil

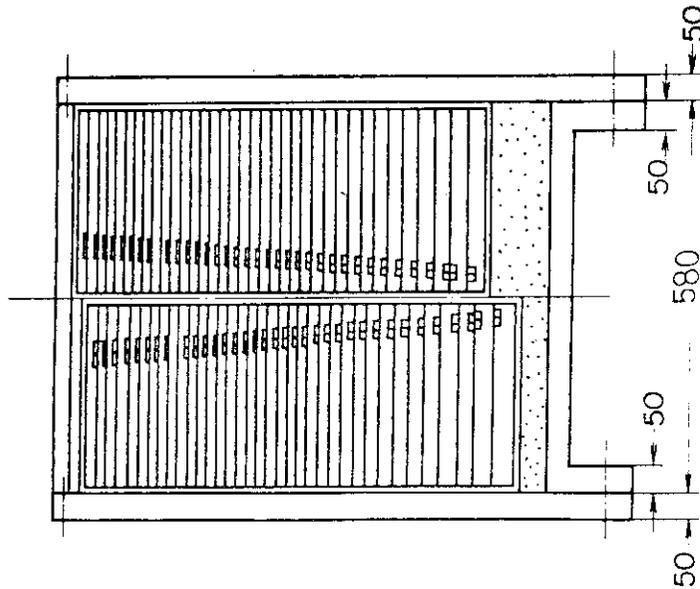


Fig. 3 Usual cross section of TF coil

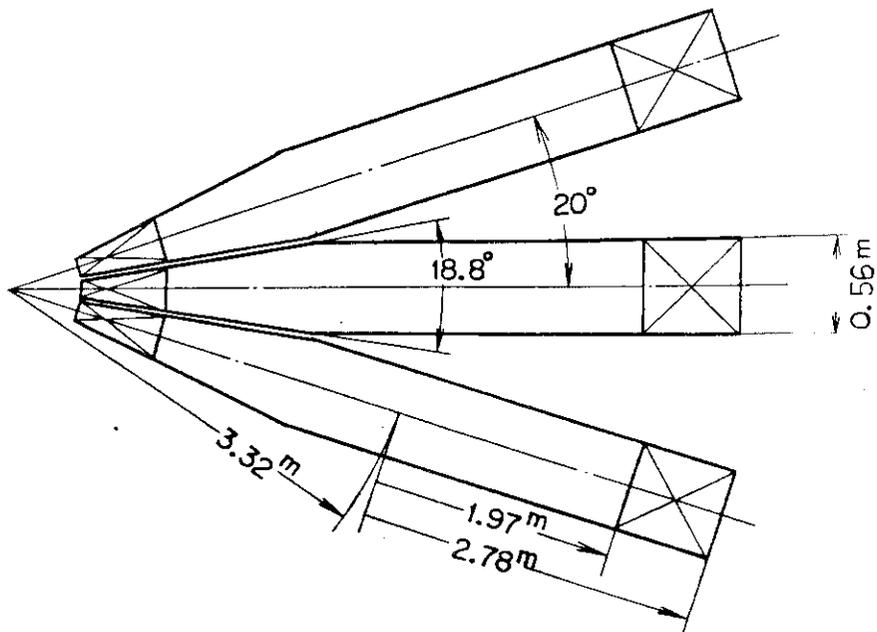


Fig. 4 Model for calculation of magnetic field

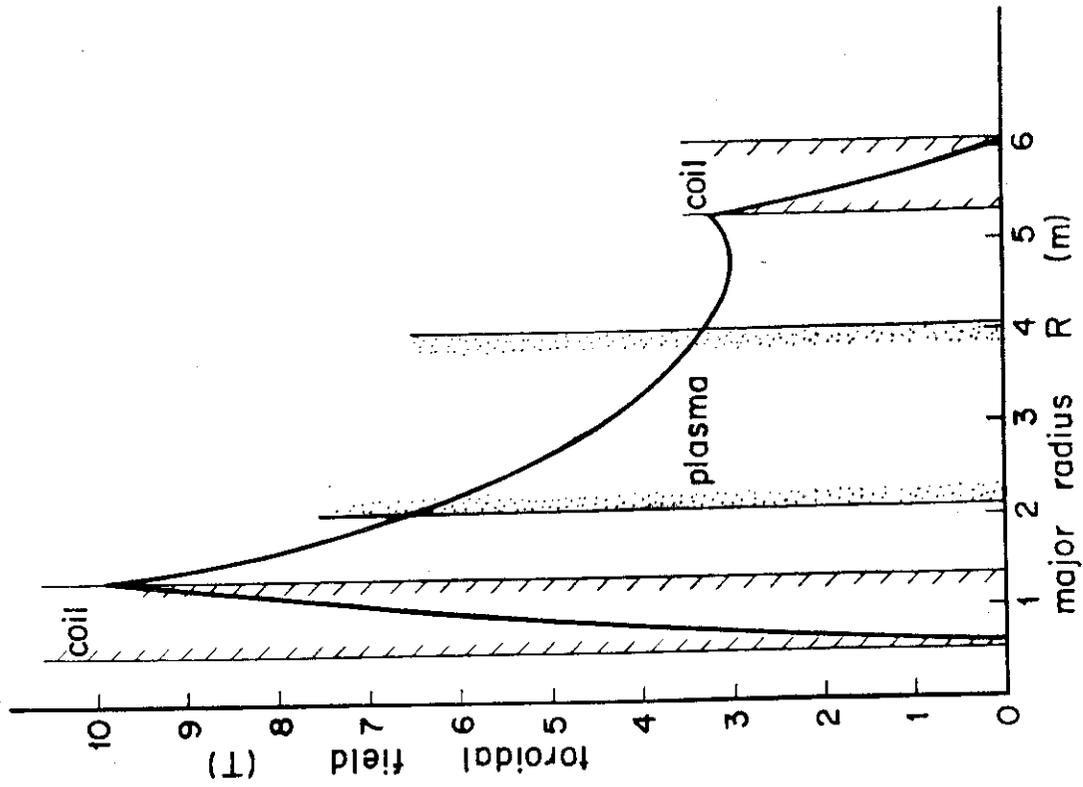


Fig. 5 Distribution of toroidal field

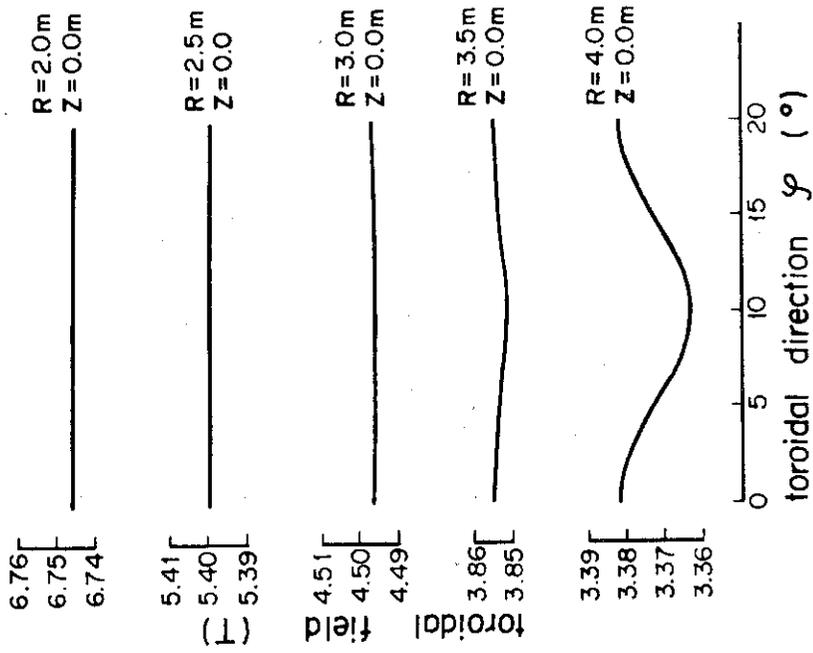


Fig. 6 Distribution of toroidal field

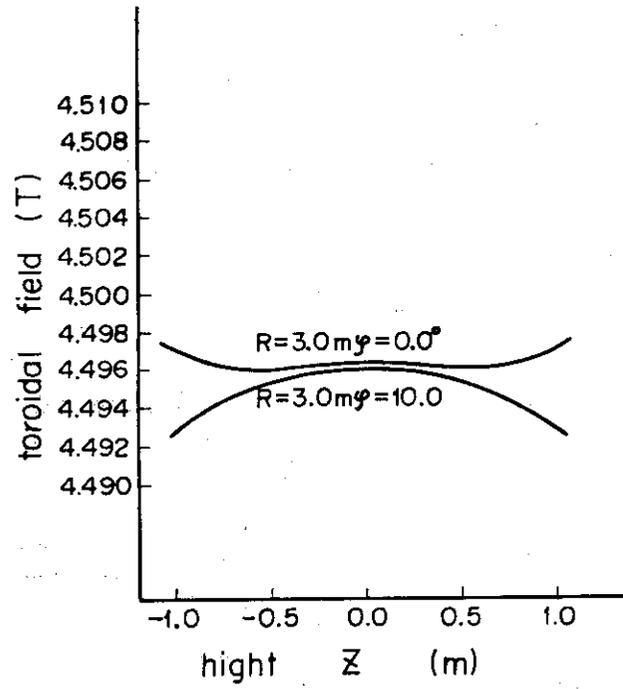


Fig. 7 Distribution of toroidal field

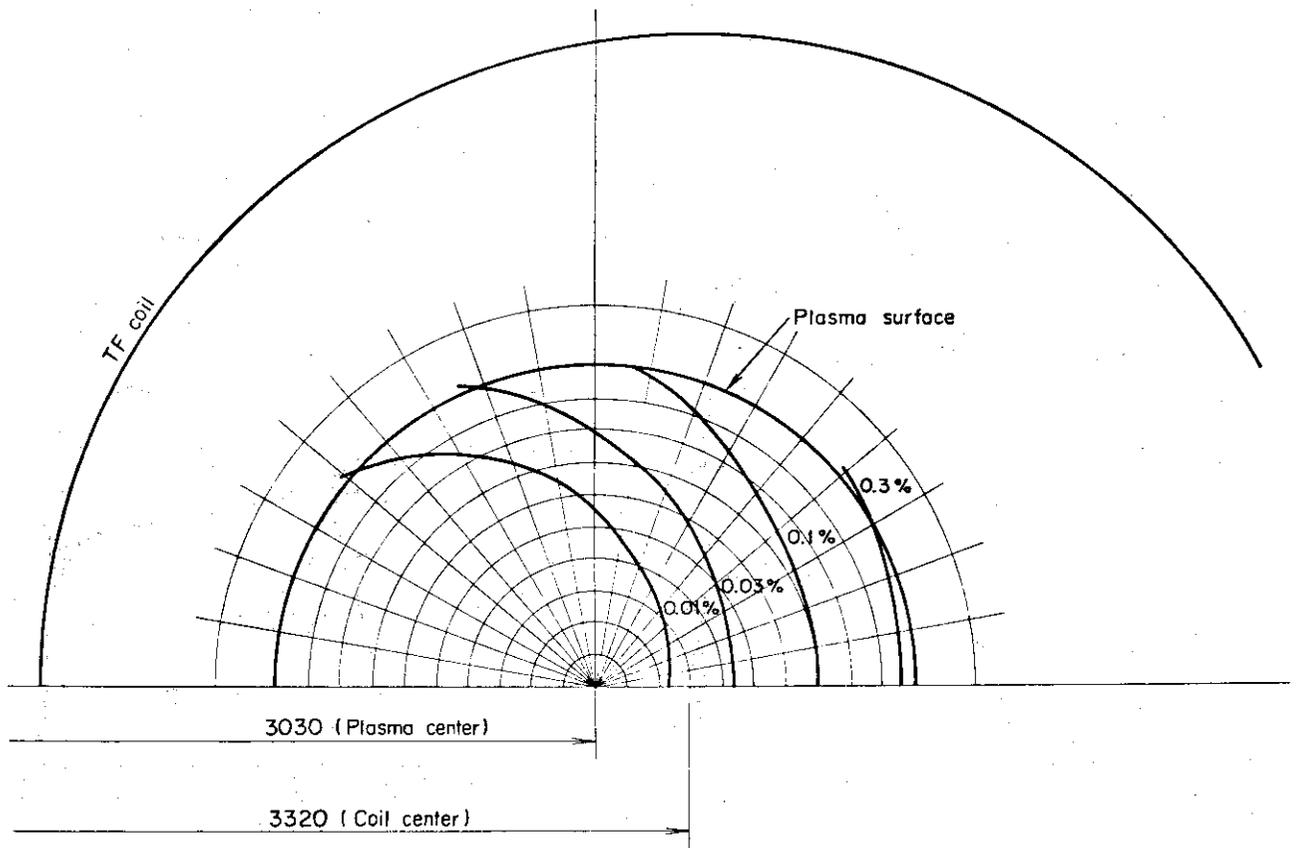


Fig. 8 Distribution of toroidal ripple.

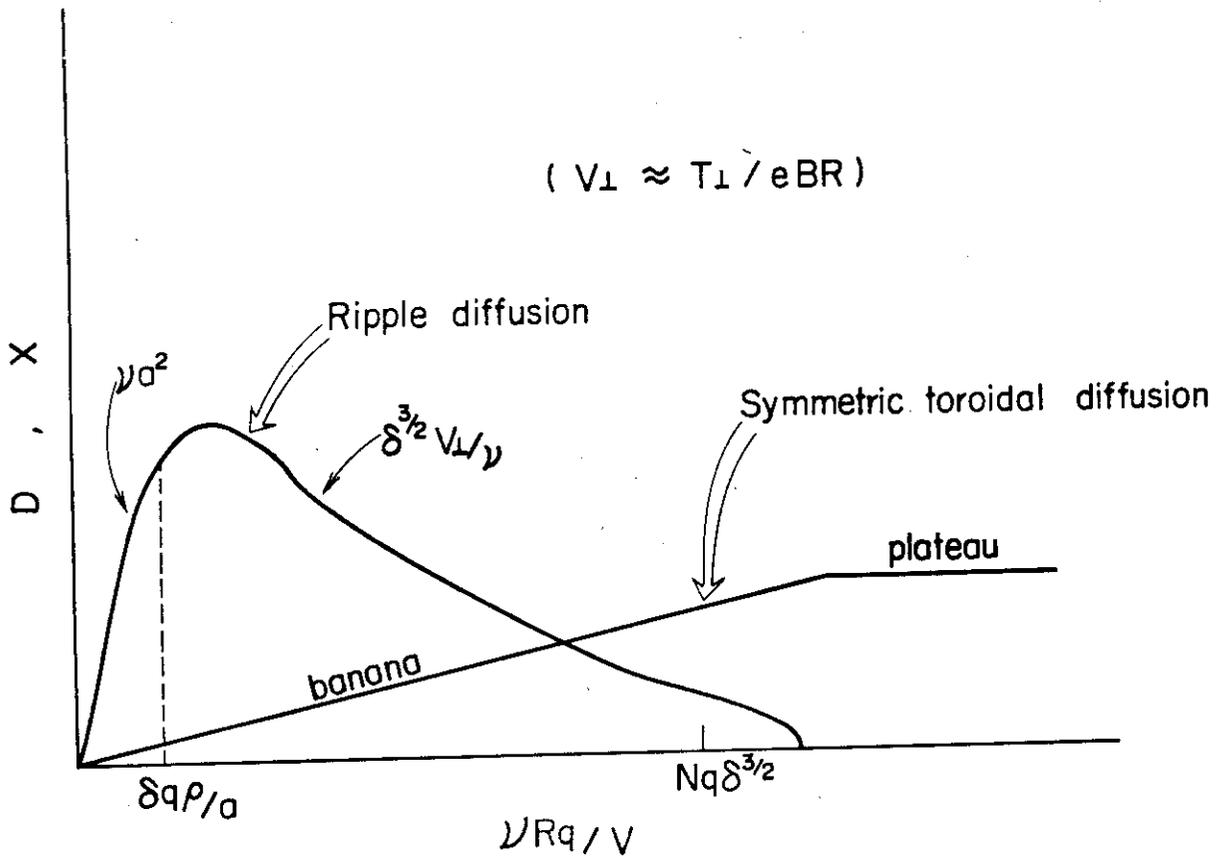


Fig. 9 Variation of diffusion coefficient D and heat conductivity X with collision frequency

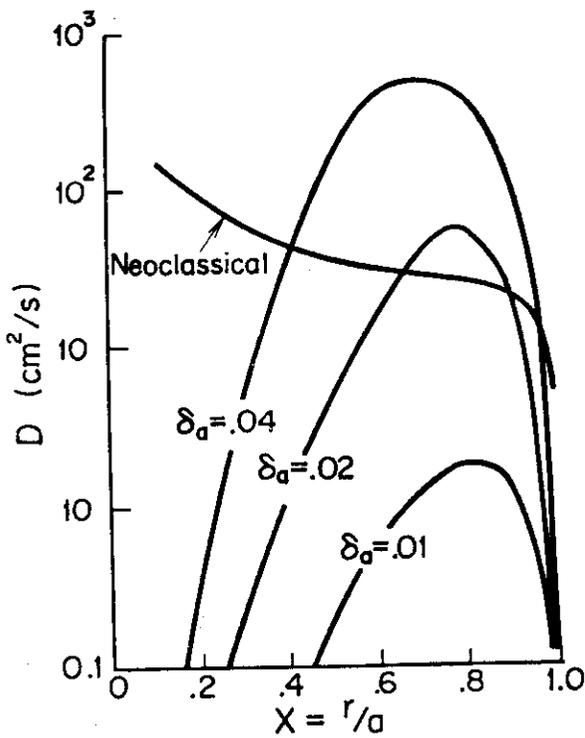


Fig. 10 Comparison between ripple heat conduction and neoclassical diffusion

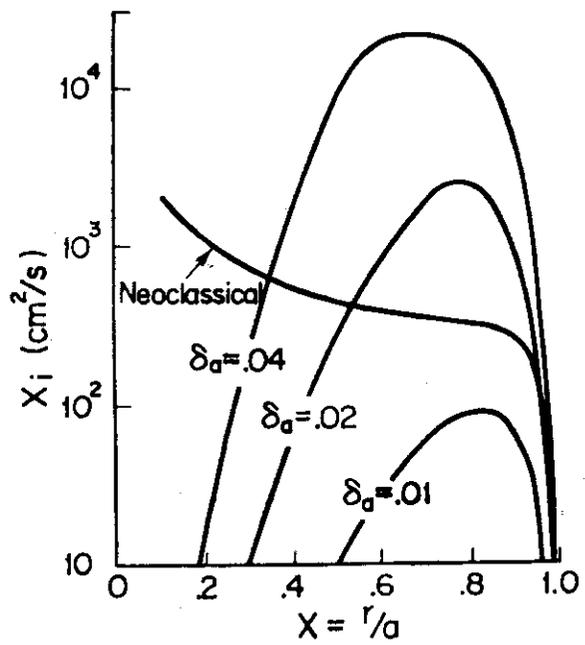


Fig. 11 Comparison between ripple heat conduction and neoclassical diffusion

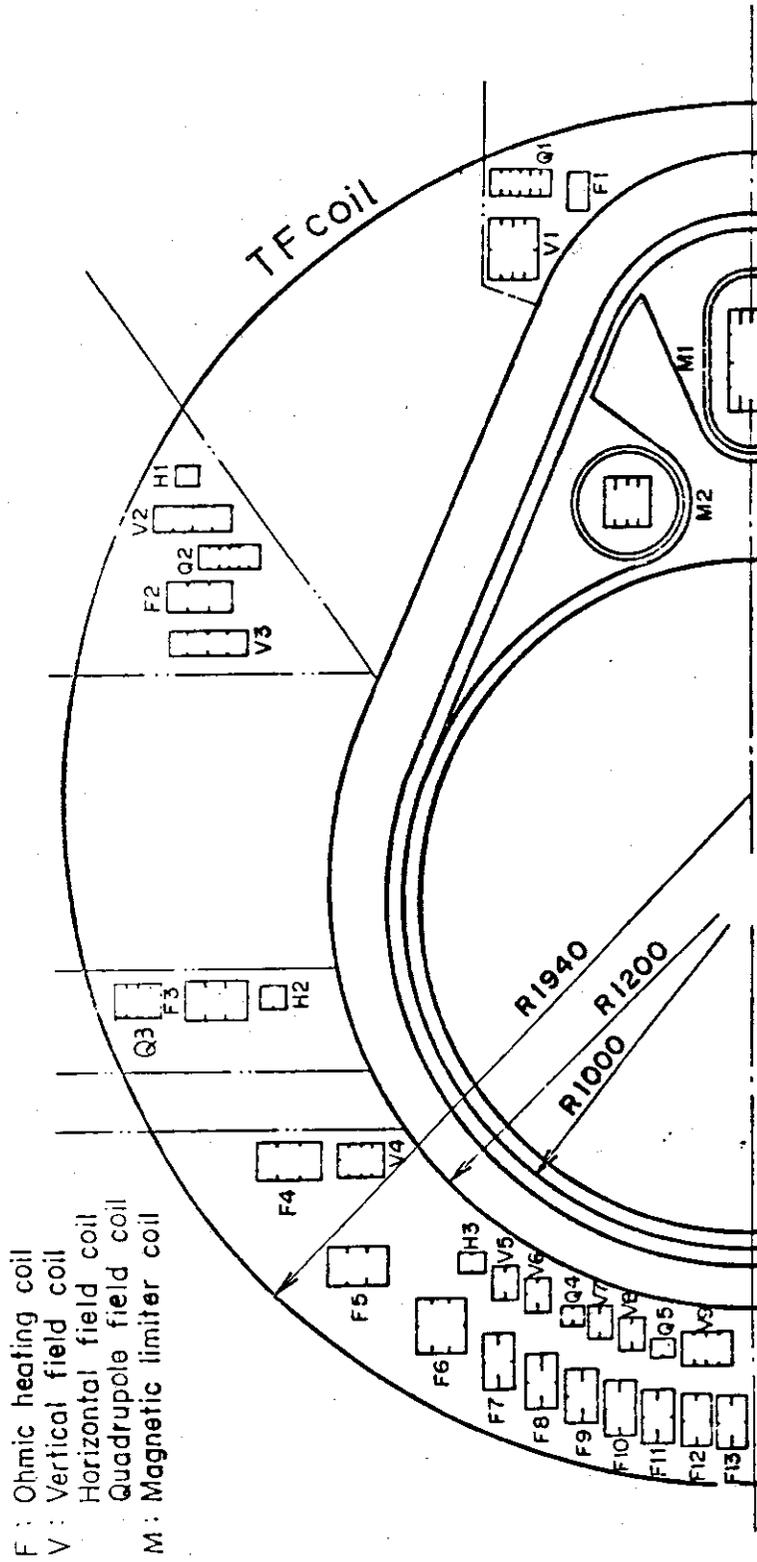


Fig. 12 Locations of JT-60 Poloidal field coils

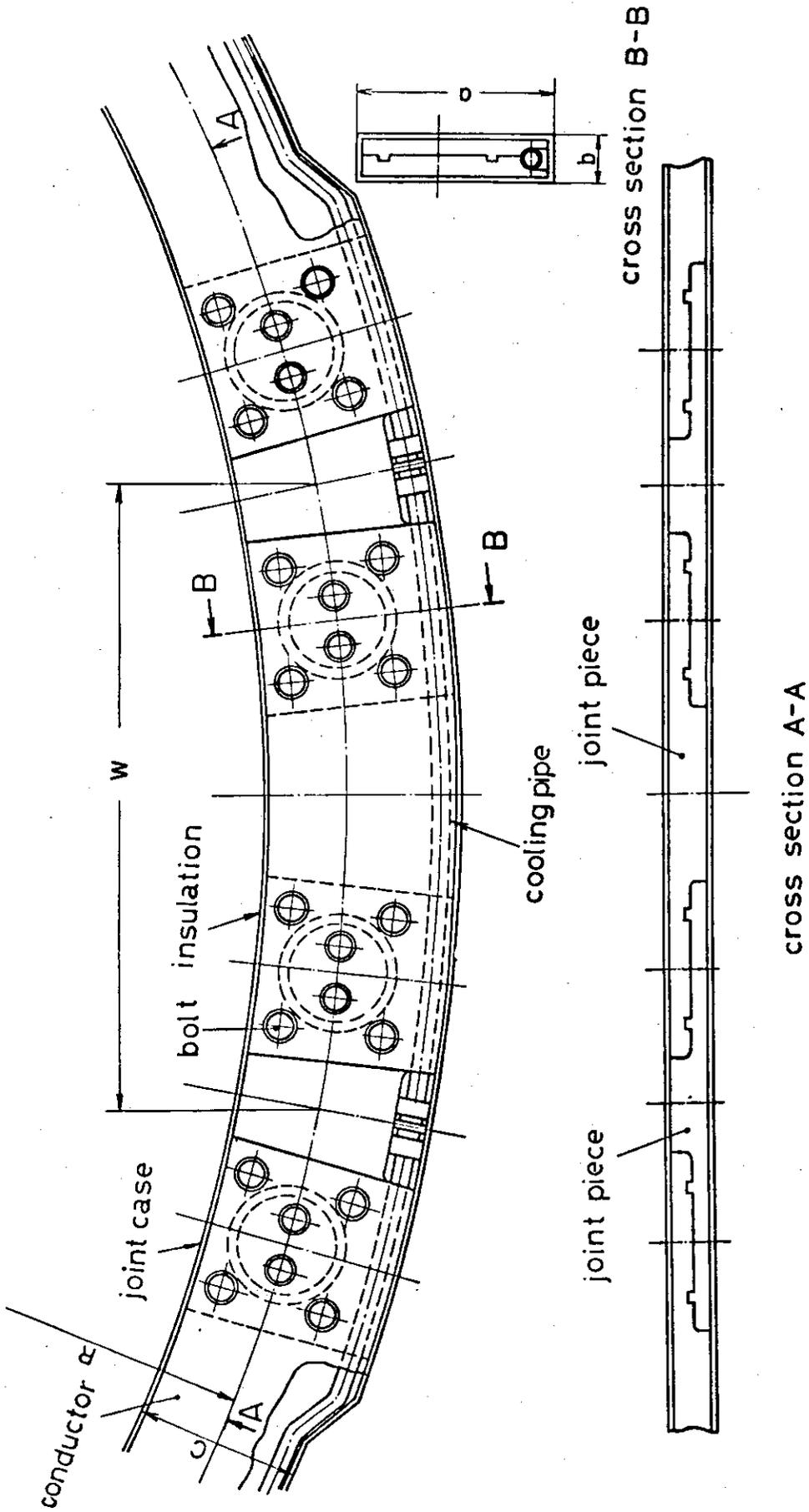


Fig. 13 Joint structure of Poloidal field coil

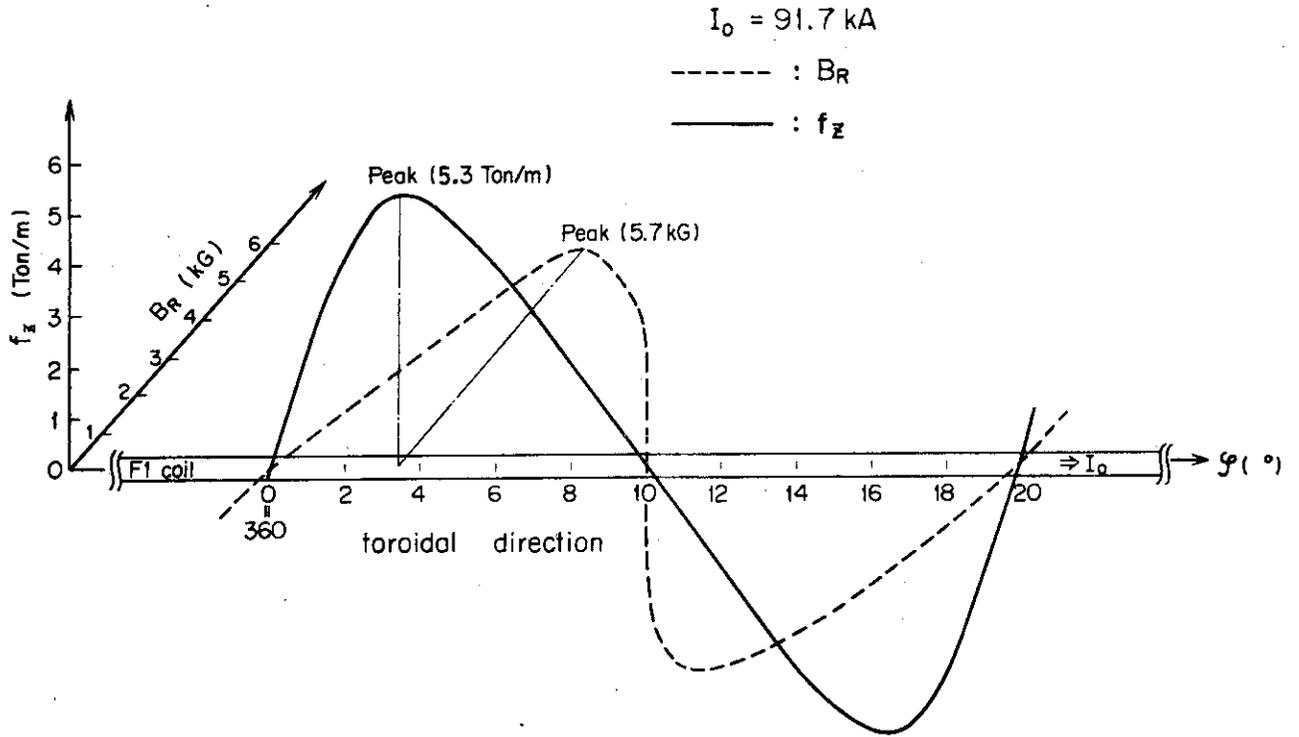


Fig. 14 Load distribution of Plolidal field coil by ripple field.

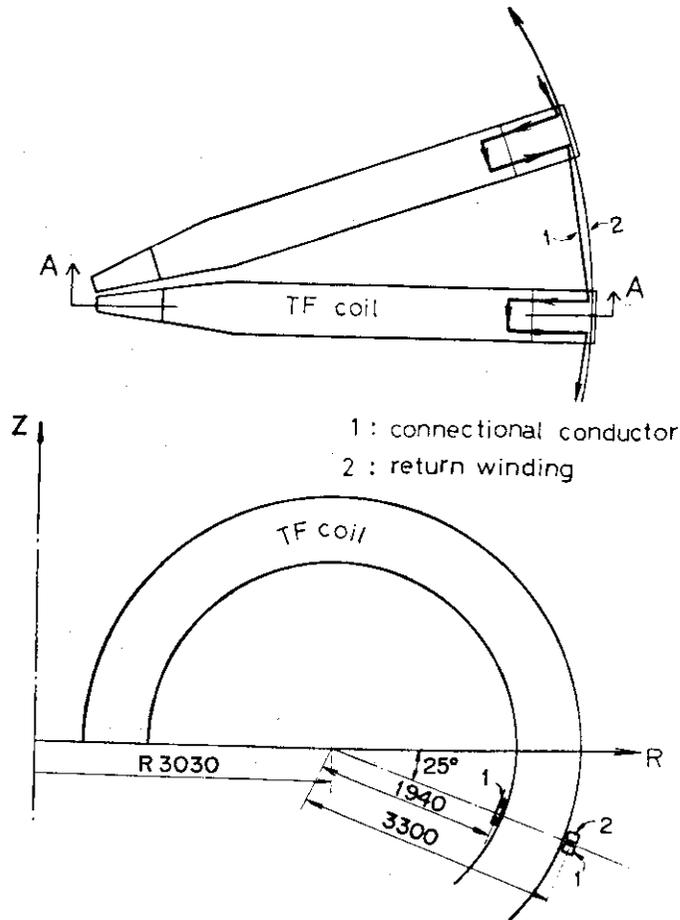


Fig. 15 Connectional conductor and return winding

$B_R$  : R component  
 $B_Z$  : Z component  
 $\frac{B_Z}{B_R}$  , UNIT : G

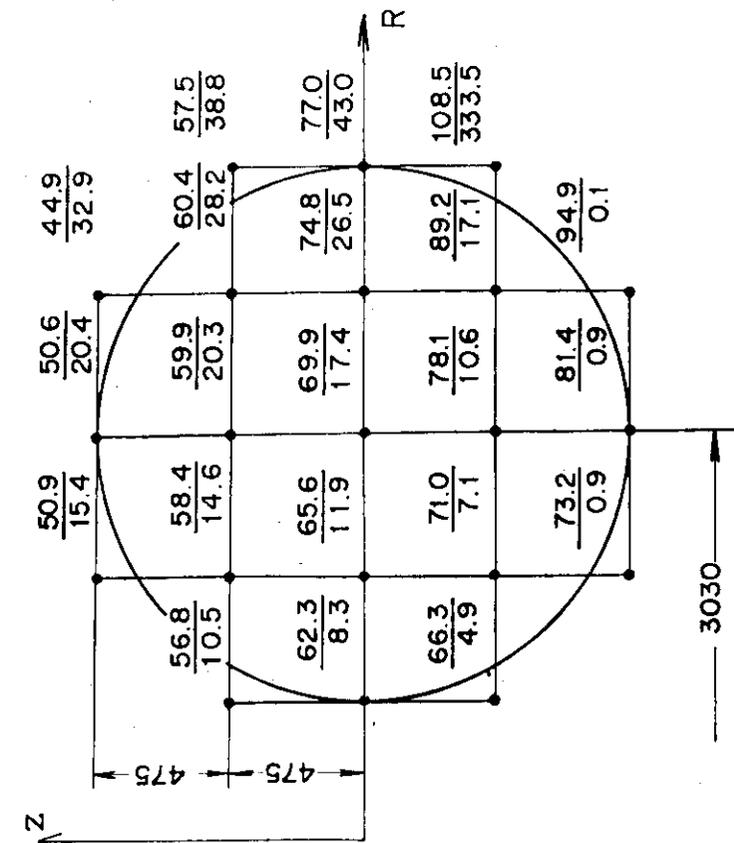


Fig. 16 Distribution of error field by only connectional conductor

$B_R$  : R component  
 $B_Z$  : Z component  
 $\frac{B_Z}{B_R}$  UNIT : G

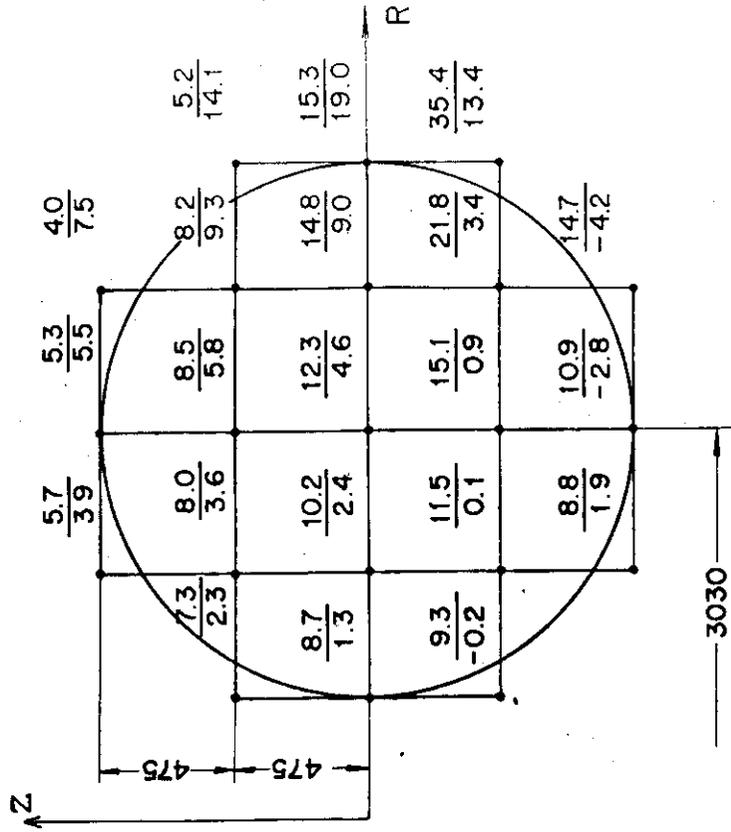


Fig. 17 Distribution of error field by connectional conductor and return winding

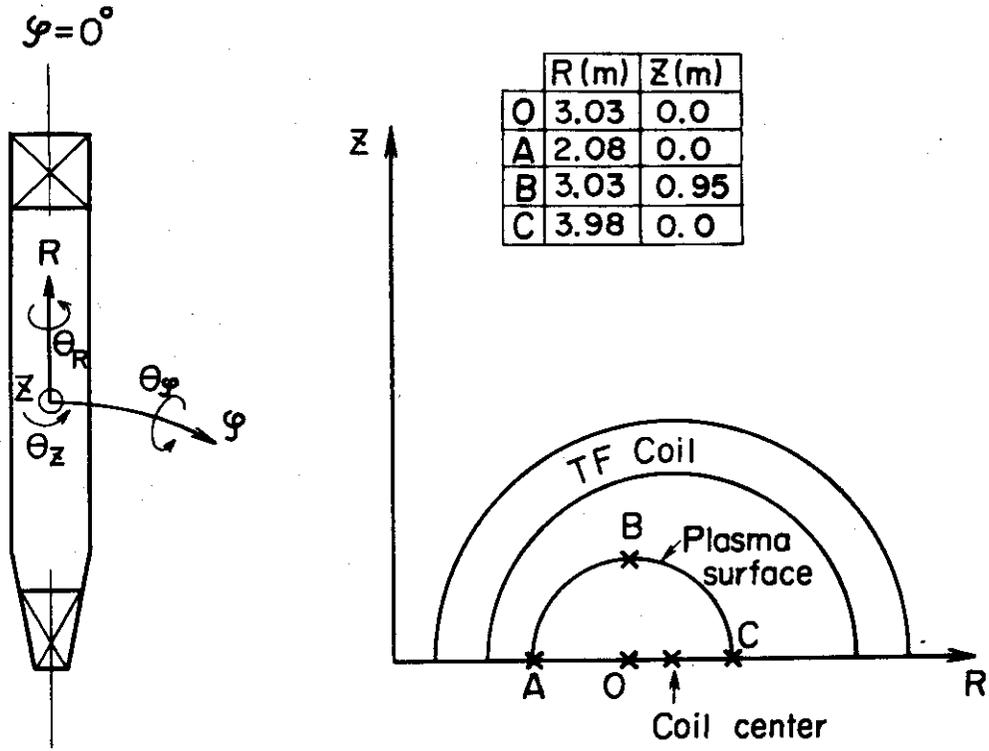
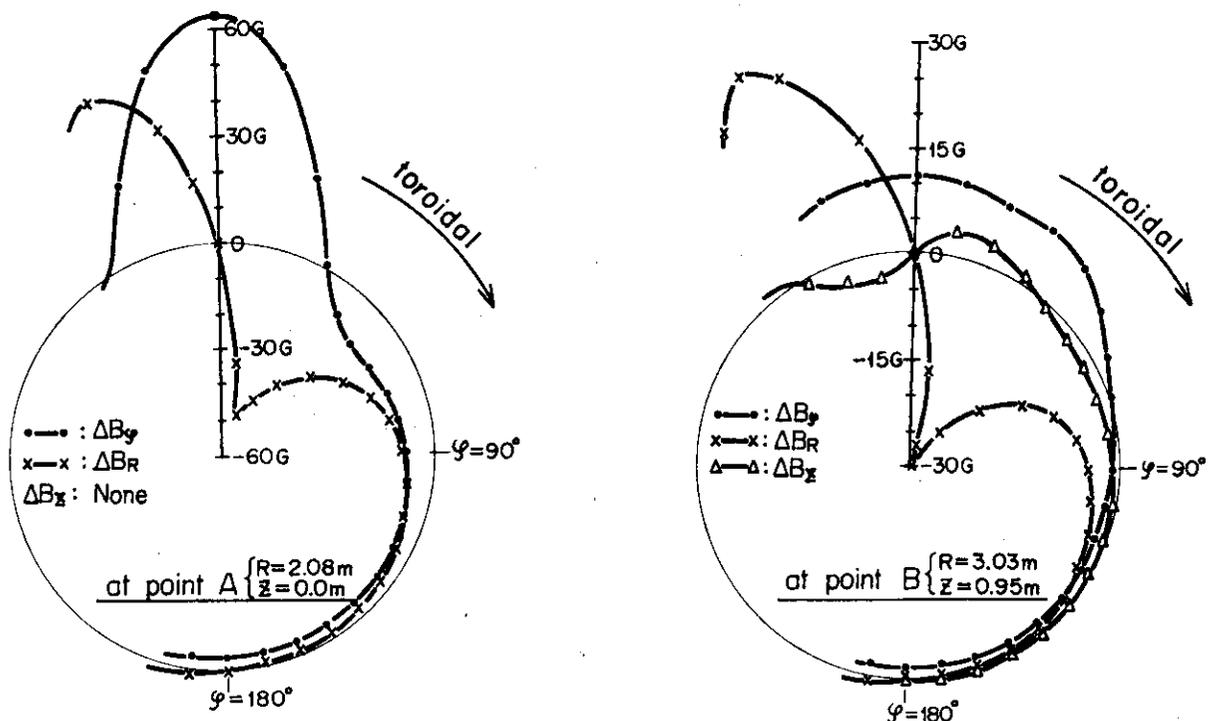


Fig. 18 Co-ordinates system and calculation points



$\Delta R = 10 \text{ mm}$

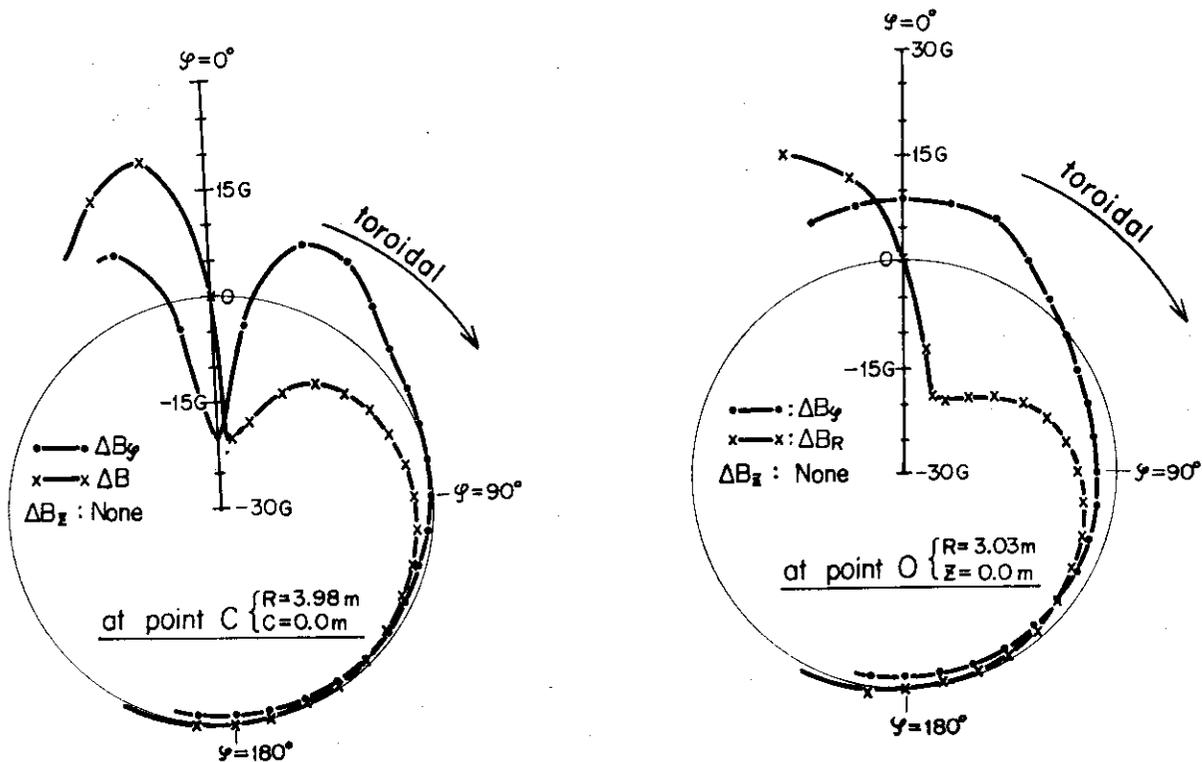


Fig. 19 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $\Delta R=10\text{mm}$

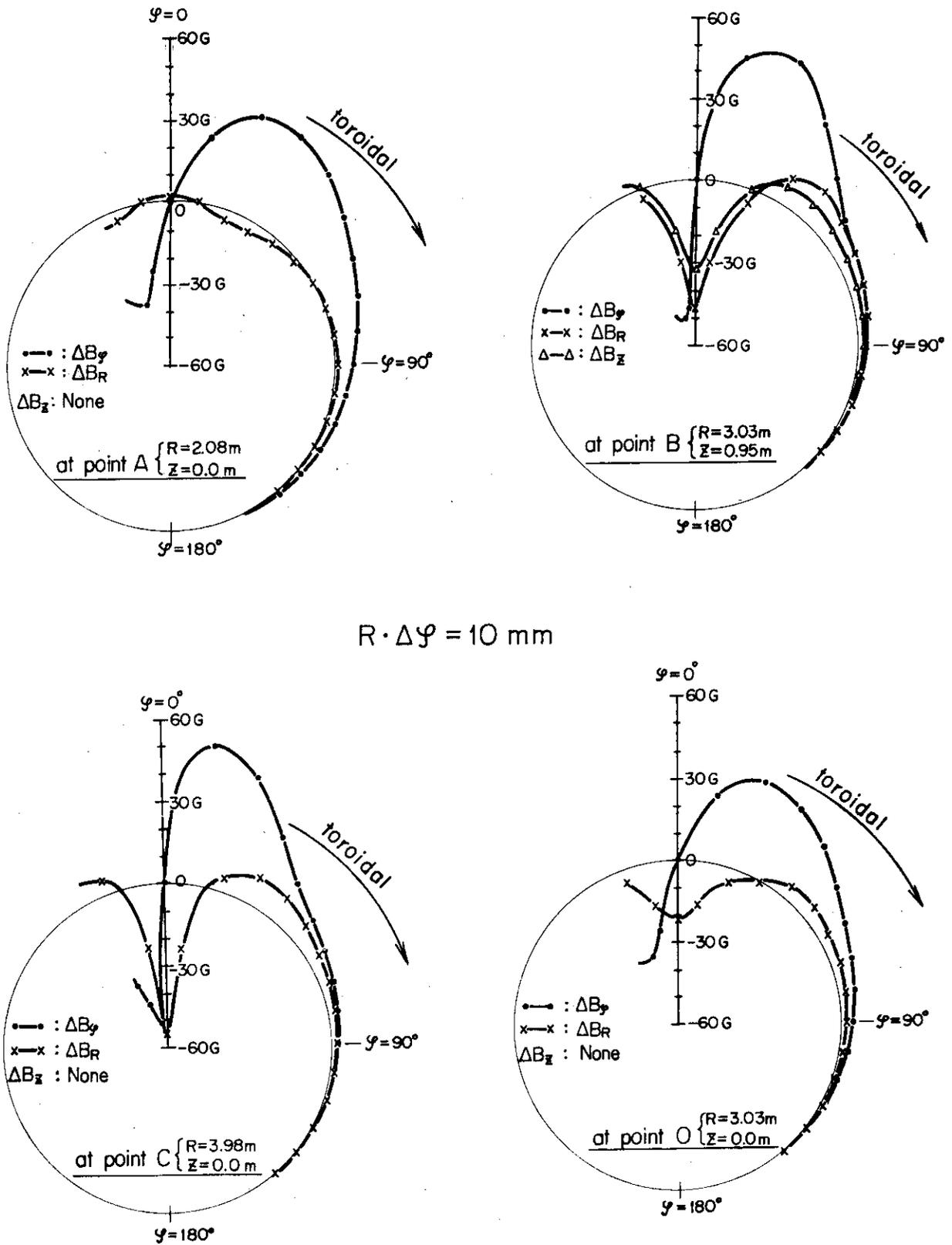


Fig. 20 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $R \cdot \Delta\psi = 10 \text{ mm}$

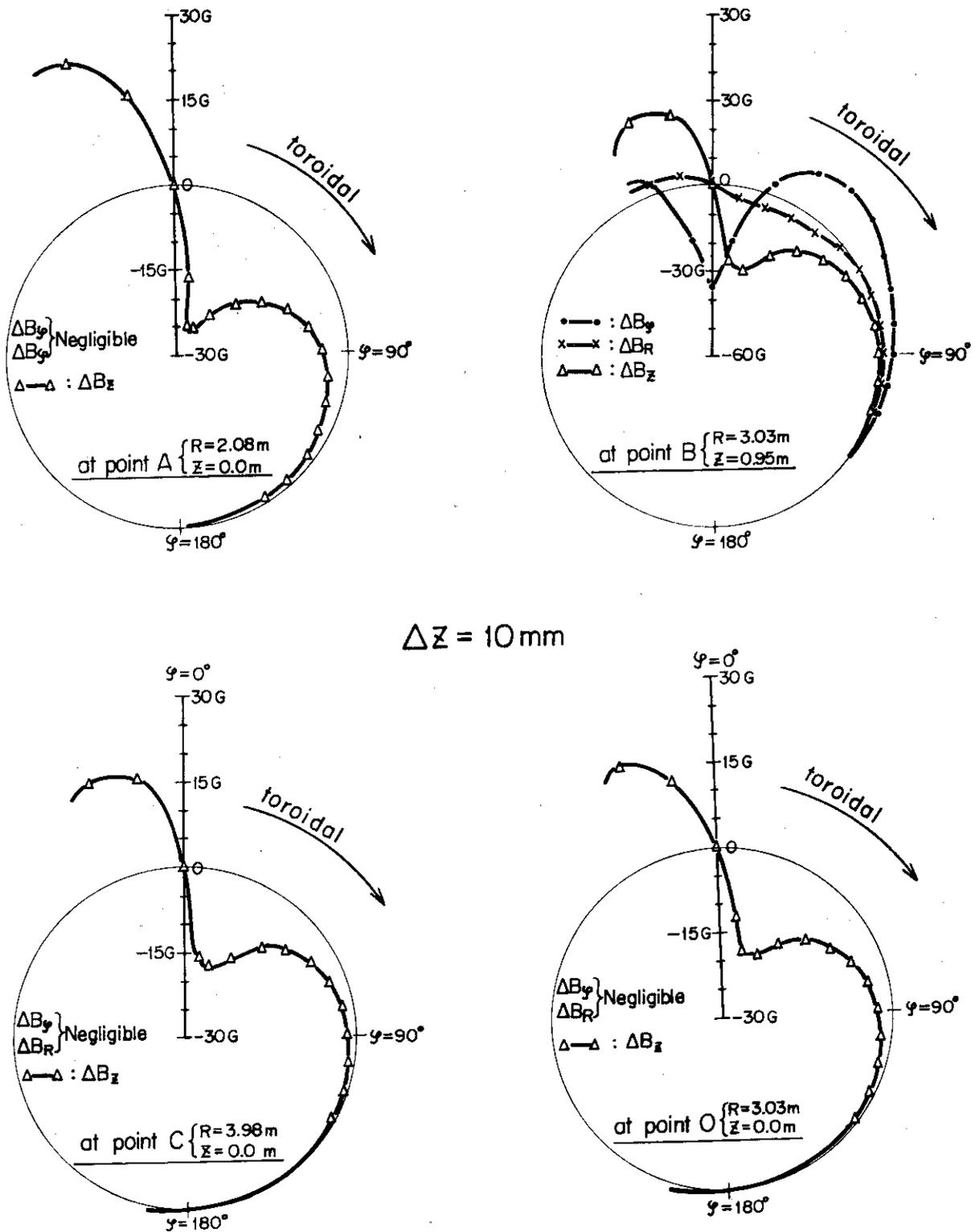


Fig. 21 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $\Delta z=10\text{mm}$

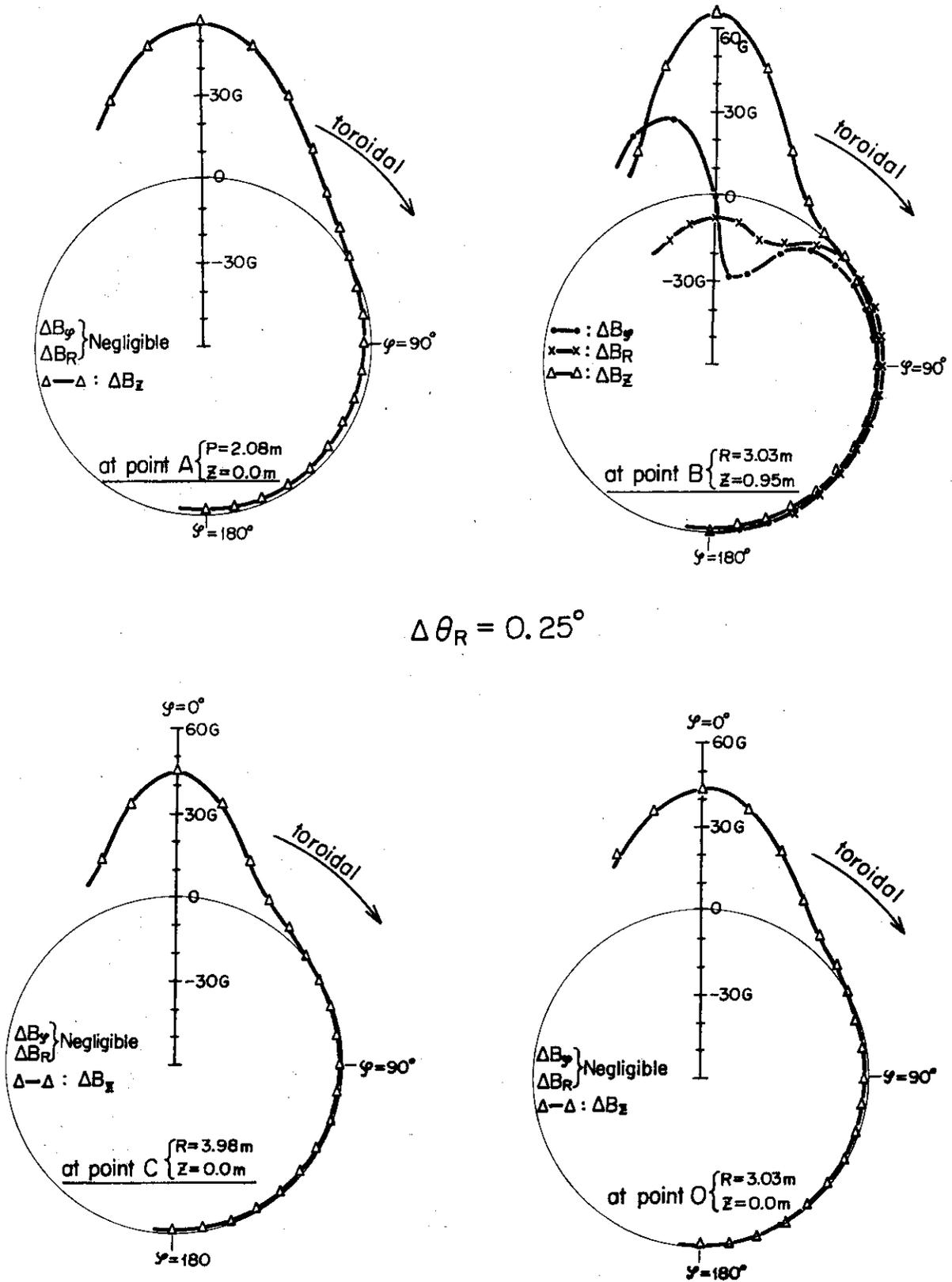
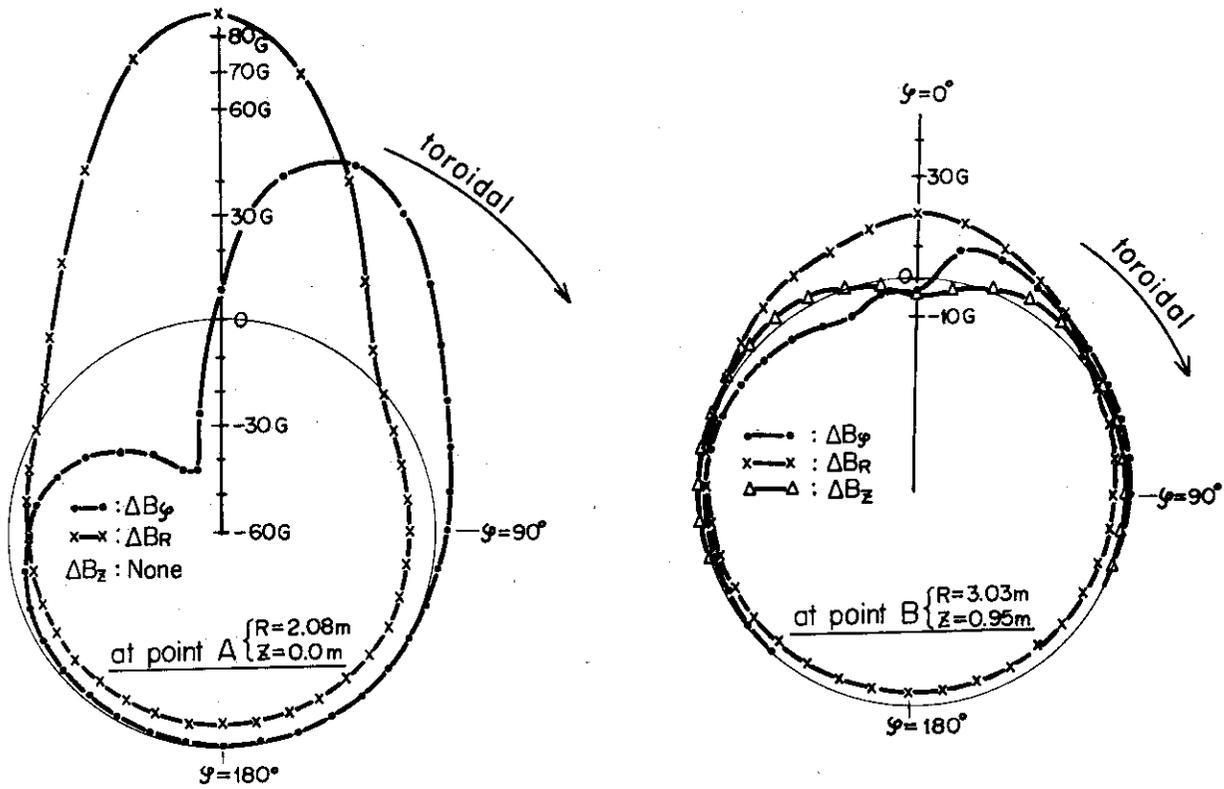


Fig. 22 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $\Delta\theta_R=0.25^\circ$



$$\Delta\theta_z = 0.25^\circ$$

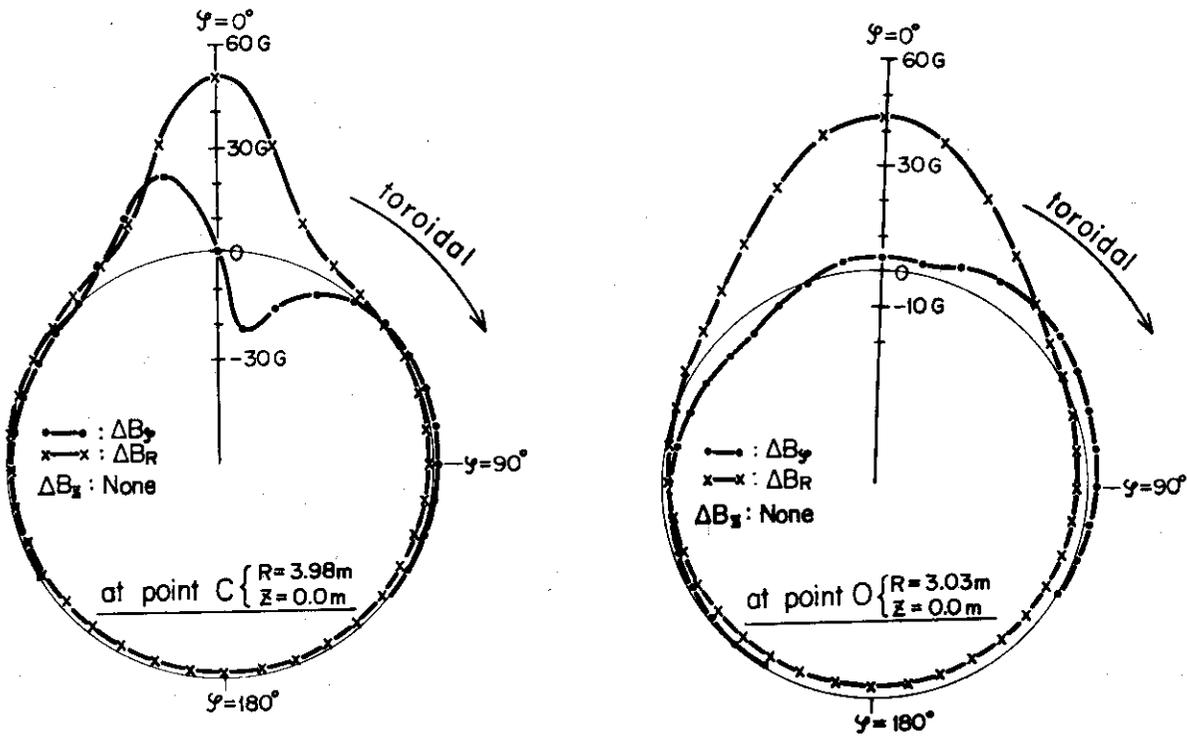
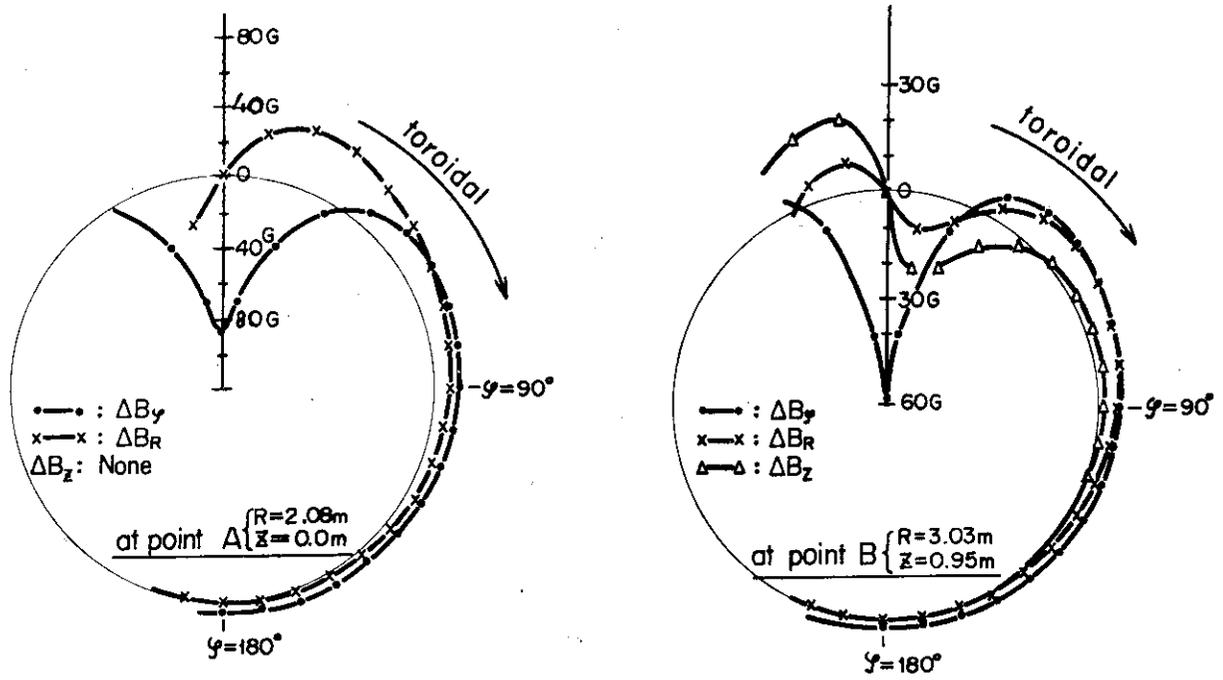


Fig. 23 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $\Delta\theta_z = 0.25^\circ$



$\Delta a = 10 \text{ mm}$

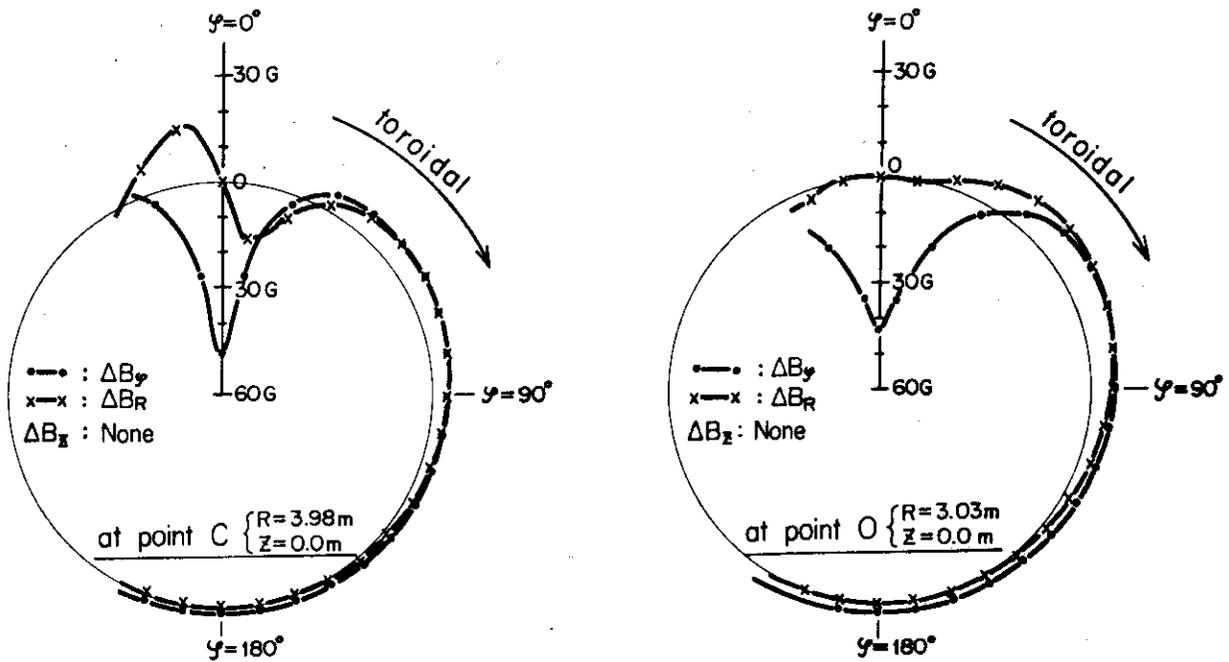


Fig. 24 Distributions of three components of error field at point A, B, C and O with  $\Delta a=10\text{mm}$

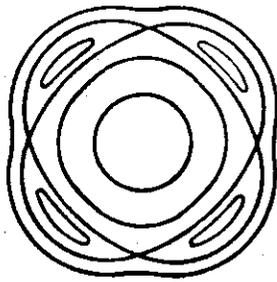


Fig. 25 An example of magnetic island for  $m=4$  mode

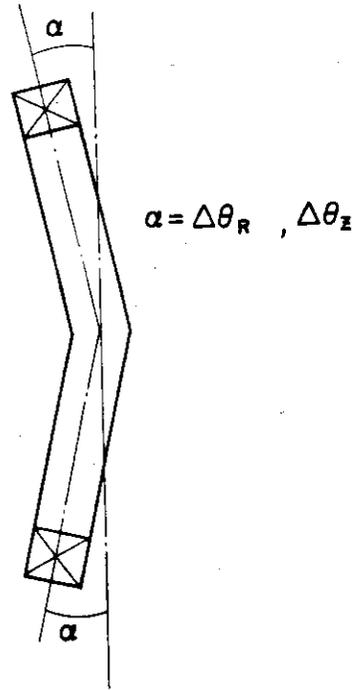


Fig. 26 Miss-manufactured TF coil with bended part

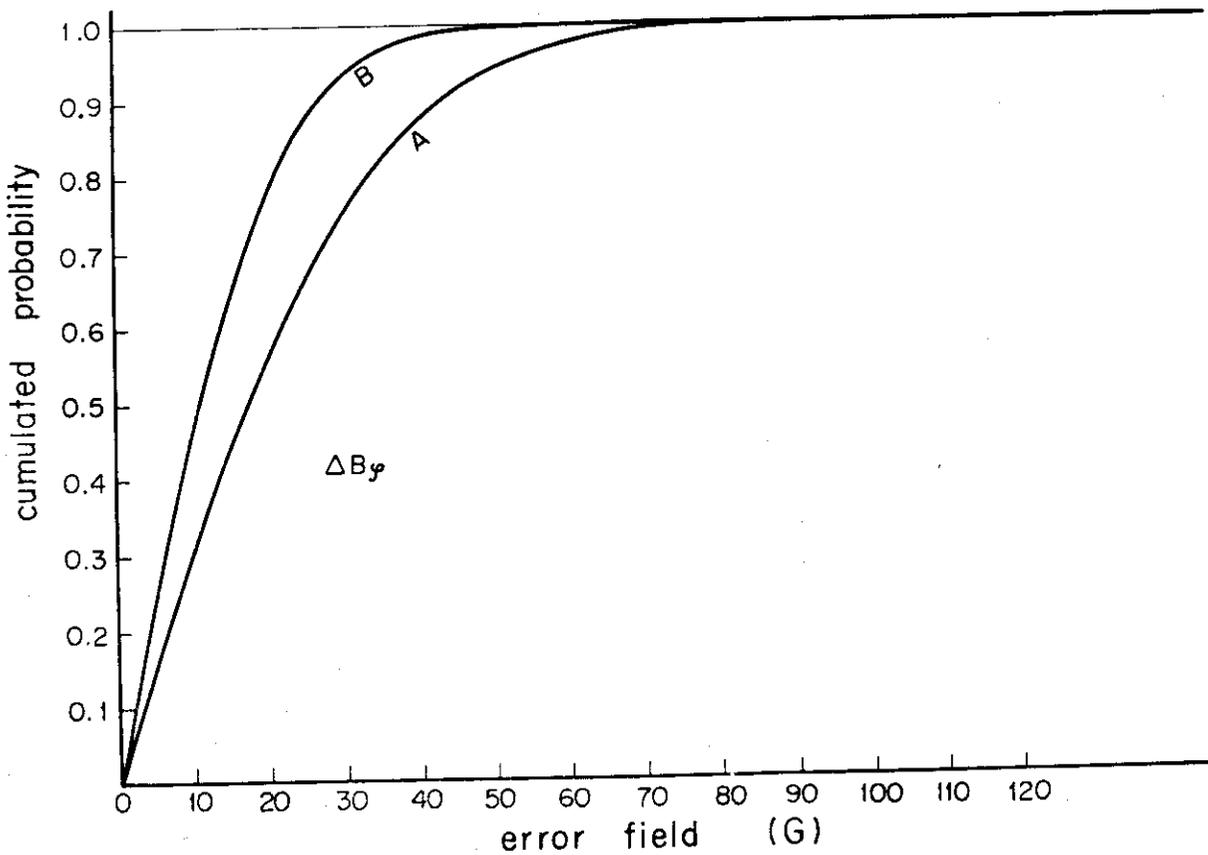


Fig. 27 Cumulated distribution function of  $\Delta B_y$  at point A and B

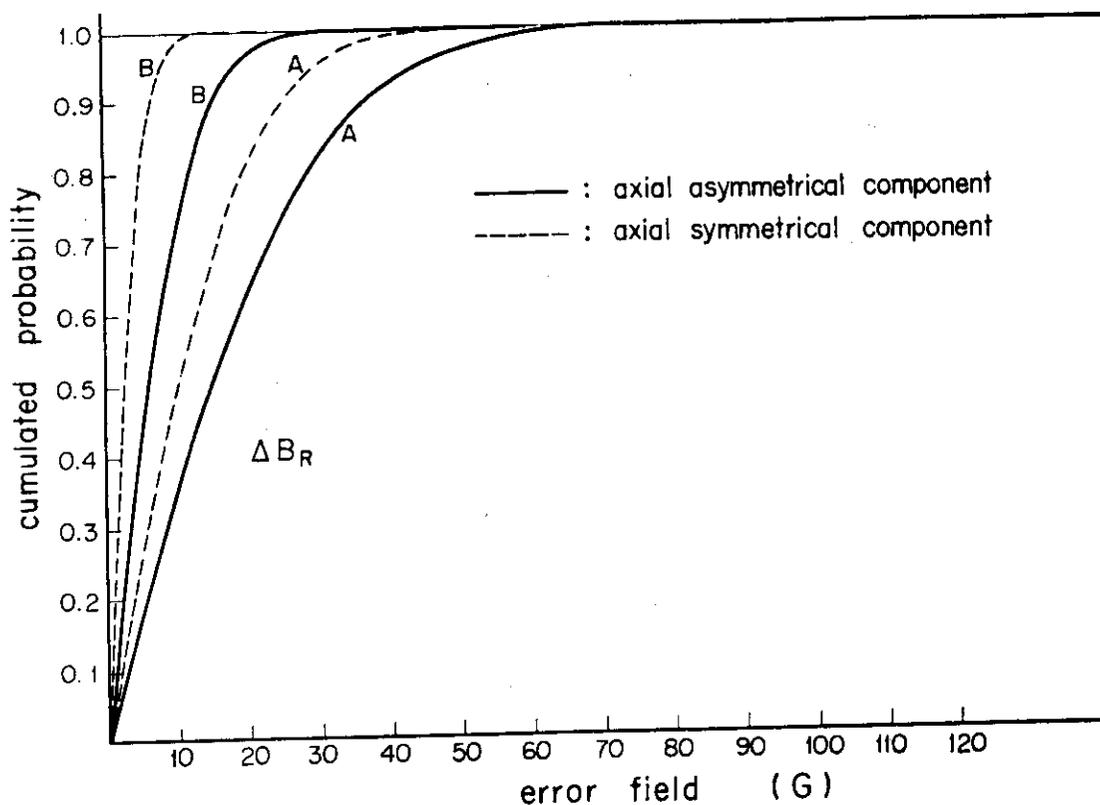


Fig. 28 Cumulated distribution function of  $\Delta B_R$  at point A and B

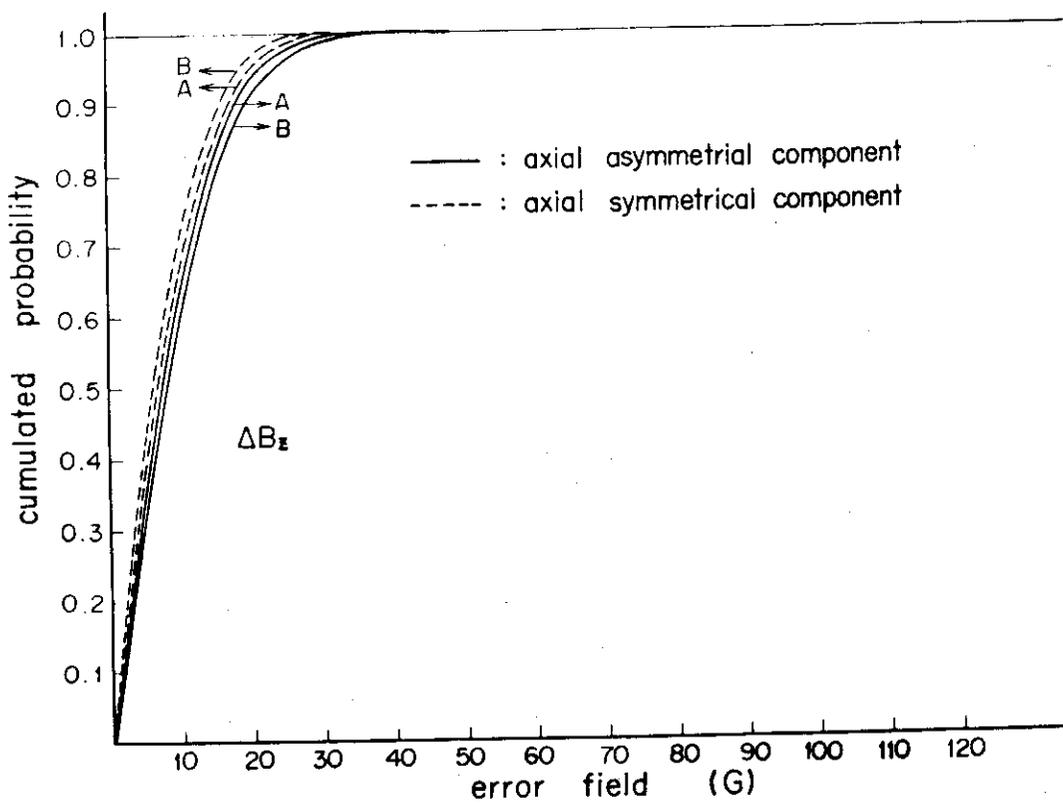


Fig. 29 Cumulated distribution function of  $\Delta B_z$  at point A and B